

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Francois WUILLEUMIER

" CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA PHOTOIONISATION DES GAZ RARES
PAR ANALYSE CONTINUE ENTRE 1,5 ET 15 Å "

Soutenue le 9 Juin 1969 devant la Commission d'examen

Y. CAUCHOIS

Président

J. BROCHARD

C. BONNELLE

B. VODAR

} Examineurs



THÈSE
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
CONTIENTON A CE DEGRÉ LA PRODIGEATION DES VERTUS
PAR ANALYSE CONTINUÉE ENTRE 18 ET 19 ANS
L'UNIVERSITÉ DE PARIS
L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550222_0009

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

François WUILLEUMIER



"CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA PHOTOIONISATION DES GAZ RARES

PAR ANALYSE CONTINUE ENTRE 1,5 ET 15 Å"

Soutenue le 9 Juin 1969 devant la Commission d'examen

Y. CAUCHOIS

Président

J. BROCHARD

C. BONNELLE

B. VODAR

} Examinateurs

THÈSE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

LE GRADE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES



CONGRÈS DE L'ÉLECTRICITÉ ET DE LA PHOTOGRAPHIE DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PAR ANALYSE CONTINUE ENTRE 1881 ET 1882

Présentée par M. le Dr. J. B. J. van der Waerden

1. C. J. VAN DER WAERDEN	1. C. J. VAN DER WAERDEN
2. J. B. J. VAN DER WAERDEN	2. J. B. J. VAN DER WAERDEN
3. J. B. J. VAN DER WAERDEN	3. J. B. J. VAN DER WAERDEN
4. J. B. J. VAN DER WAERDEN	4. J. B. J. VAN DER WAERDEN

A Chantal

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris, sous la direction de Mademoiselle Y. CAUCHOIS, Professeur à la Faculté des Sciences, Directeur du Laboratoire. Elle a mis à ma disposition tous les moyens nécessaires à sa réalisation, l'a orienté par ses nombreux conseils et en a suivi de près le développement. Je la prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Madame C. BONNELLE, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, m'a initié à la recherche en spectroscopie X. Elle m'a fait profiter de ses conseils et suggestions tout au long de ce travail. Elle m'a beaucoup aidé par de précieuses remarques lors de la rédaction de ce texte. Je tiens à lui exprimer mes très vifs remerciements.

Monsieur B. VODAR, Directeur de Recherche au C.N.R.S., Directeur du Laboratoire des Hautes Pressions du Centre National de la Recherche Scientifique, s'est régulièrement tenu au courant du développement de mes recherches, m'a toujours reçu avec la plus grande bienveillance et, par ses remarques et suggestions, m'a fait bénéficier de sa grande expérience. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma sincère gratitude.

Je tiens à remercier Monsieur J. BROCHARD, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay, de l'intérêt qu'il a bien voulu porter à cette étude en acceptant de faire partie de mon jury de thèse.

Je dois beaucoup à Monsieur M. BERLAND qui m'a constamment aidé tout au long de ce travail, tant pour la réalisation de l'appareillage que pour la conduite des expériences et leur surveillance à des heures parfois très matinales.

.../.

Je présente également mes remerciements à Monsieur C. BRUNAUD qui a réalisé tous les circuits en verre de mon appareillage et a assuré régulièrement le montage des ampoules de gaz, ainsi qu'au personnel de l'atelier de mécanique.

Je suis très reconnaissant à tous les travailleurs du Laboratoire qui ont permis la réalisation matérielle de ce texte : en tout premier lieu à Madame J. BEZE, qui, dans des conditions de temps limité, en a assuré la frappe avec beaucoup d'efficacité et de dévouement ; ensuite à Monsieur H. AVILA qui en a dessiné avec grand soin toutes les figures ; enfin, à Monsieur MICCHIARDI qui en a assuré le tirage.

Enfin, à tous mes collègues et amis du Laboratoire, toujours prêts à m'apporter leur aide amicale, en particulier à Monsieur C. HAGUE et à Mademoiselle F. COMBET FARNOUX, j'adresse l'expression de mes sincères remerciements.

TABLE DES MATIERES

	pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I. - RAPPELS SUR L'EFFET PHOTOELECTRIQUE</u>	4
I - Méthodes quantiques de calcul des sections efficaces d'absorption photoélectrique	5
1° - Formules de STOBBE	8
2° - Méthode utilisant le potentiel de HERMAN et SKILLMAN	11
Importance comparée des effets des diffusion et d'absorption photoélec- trique	12
II - Forces d'oscillateur	12
1° - Définition	14
2° - Force d'oscillateur d'une couche atomique	15
3° - Détermination des forces d'oscillateur des couches atomiques	17
- Détermination expérimentale	17
- Calculs dans l'approximation de STOBBE Formule de HONL	18
- Méthode de BEARDEN et WHEELER	19
III - Déterminations semi-empiriques	20
1° - Méthode de JÖNSSON	20
2° - Méthode de VICTOREEN	20
3° - Méthode de HENKE	20
4° - Méthode de LEROUX	21
5° - Méthode de HEINRICH	21

<u>CHAPITRE II. - TECHNIQUES EXPERIMENTALES</u>	23
I - Description de l'appareillage	23
A - Le spectrographe	23
B - Appareillage d'étude de l'absorption des gaz	32
1° - La cellule d'absorption	32
2° - Source de gaz	34
3° - Mesures de la pression et de la température	36
4° - Schéma général de l'installation	37
C - Etude du rayonnement diffusé	37
II - Conditions expérimentales d'enregistrement des clichés	41
III - Détermination d'un coefficient d'absorption - Discussion des erreurs	47
<u>CHAPITRE III. - COURBES CONTINUES D'ABSORPTION</u>	56
I - Néon	57
II - Argon	75
III - Krypton	92
IV - Xénon	108
<u>CHAPITRE IV. - DISCONTINUITES D'ABSORPTION</u>	131
I - Discontinuité K du néon	136
II - Discontinuités L du krypton	141
III - Discontinuités du xénon	150
- Discontinuités L	150
- Discontinuités M	156
<u>CHAPITRE V. - PROCESSUS MULTIPLES D'ABSORPTION</u>	160
Résultats pour le néon	163

Résultats pour l'argon 156

Résultats pour le krypton 170

CONCLUSION 175

BIBLIOGRAPHIE 179

INTRODUCTION

L'analyse continue en longueur d'onde du spectre d'absorption X d'un élément apporte de nombreuses informations sur sa structure électronique. Son étude est particulièrement intéressante pour des énergies relativement faibles des photons incidents ($E < 10 \text{ keV}$), puisque l'absorption photoélectrique est prépondérante dans ce domaine d'énergie. La connaissance précise de la variation continue de la section efficace d'absorption photoélectrique avec la longueur d'onde permet, par une confrontation avec les résultats des calculs basés sur différents modèles théoriques, de vérifier la validité de ceux-ci. L'analyse continue a ainsi permis de mettre en évidence dans les atomes lourds et les gaz rares, un comportement de la section efficace de photoionisation totalement imprévisible dans un modèle hydrogénoïde de l'atome. Grâce aux résultats qu'elle fournit, le calcul des forces d'oscillateur des niveaux atomiques peut être effectué avec précision. Elle permet de plus l'étude des discontinuités d'absorption et de leur structure fine et représente donc une des meilleures méthodes de détermination des niveaux d'énergie atomiques. Enfin, elle apporte la possibilité de rechercher et de mettre en évidence des phénomènes très faibles (raies ou bandes) qui se traduisent par de légères fluctuations du coefficient d'absorption pour des fréquences impossibles à prévoir avec précision et dont l'observation s'explique par l'existence de processus d'excitation ou d'ionisation multiples.

L'étude des gaz rares présente l'intérêt particulier de représenter le cas type de l'atome libre si on travaille à basse pression. Ce caractère monoatomique permet aux théoriciens d'élaborer pour eux des modèles plus précis et rend plus simple pour les expérimentateurs l'interprétation des spectres observés,

puisque les transferts des électrons internes ne peuvent se produire que vers des niveaux d'excitation à caractère atomique, en accord avec des règles de sélection préétablies. De telles transitions se traduisent par l'existence de raies de résonance au voisinage immédiat des discontinuités d'absorption, plus ou moins résolues suivant la largeur du niveau interne en jeu et l'espacement des niveaux d'excitation, compte tenu des conditions expérimentales.

Outre cet intérêt théorique, la connaissance de la courbe d'absorption d'un gaz rare apporte aux expérimentateurs des données utiles dans d'autres domaines de la physique. On peut citer, par exemple, l'utilisation de mélanges gazeux dans des compteurs proportionnels ou la détermination de la température d'un plasma à l'aide de l'absorption d'un faisceau de rayons X.

Lorsque nous avons abordé ce travail de recherche, il n'existait aucune mesure continue des coefficients d'absorption dans un domaine étendu de longueur d'onde. Les mesures existantes, pour les solides comme pour les gaz, avaient été effectuées à l'aide d'émissions caractéristiques, le rayonnement continu n'ayant été utilisé que pour l'étude des discontinuités d'absorption et de leur structure fine. Cette carence était explicable par les difficultés présentées par de telles mesures. Aux problèmes généraux relatifs à toute mesure de coefficient d'absorption (géométrie du système de mesure, qualité du faisceau de rayons X utilisé, pureté et détermination de la masse de l'absorbant), la nature gazeuse de l'absorbant et la faible énergie du rayonnement étudié viennent ajouter des difficultés supplémentaires : elles sont dues à la nécessité de placer l'ensemble de l'appareillage sous vide à partir de $2 \text{ \AA}$, et, lorsque l'énergie du rayonnement X diminue, à la croissance très rapide de l'absorption des fenêtres pouvant clôturer une cuve d'absorption, à la diminution rapide de l'intensité du rayonnement continu susceptible d'être émis par un tube à rayons X.

Depuis quelques années, l'analyse continue des spectres d'absorption

a été facilitée, dans un domaine d'énergie plus faible que le nôtre, par les possibilités d'utilisation du rayonnement d'orbite émis dans des synchrotrons à électrons. Mais dans notre domaine, pour lequel les sources classiques de rayonnement continu sont couramment utilisables, son utilisation ne s'impose pas.

Nous avons effectué l'analyse continue des spectres d'absorption du néon, de l'argon, du krypton et du xénon entre 1,5 et 15 Å (8 - 0,8 KeV). Les résultats obtenus pour le néon et l'argon entre 2 et 8 Å ont été présentés dans notre thèse de 3ème cycle. (1) Nous exposerons ici l'ensemble des résultats obtenus depuis lors.

Après avoir rappelé brièvement dans le chapitre I les méthodes de calcul théoriques et semi-empiriques de la section efficace d'absorption photoélectrique (ou du coefficient massique d'absorption), nous présenterons dans le chapitre II les techniques expérimentales que nous avons utilisées, en insistant plus particulièrement sur les modifications et améliorations que nous y avons apportées depuis sa description. Le chapitre III sera consacré à l'exposé des résultats relatifs aux caractéristiques des courbes continues d'absorption : valeurs du coefficient d'absorption, courbes de variation en fonction de la longueur d'onde, sauts d'absorption, forces d'oscillateur des niveaux. Les valeurs expérimentales y seront comparées aux résultats obtenus à l'aide des méthodes théoriques et semi-empiriques exposées. Les résultats obtenus pour le néon et l'argon et présentés dans notre Thèse de Troisième Cycle seront brièvement rappelés afin de rassembler les résultats obtenus dans tout le domaine d'étude pour ces deux gaz. Le chapitre IV présentera l'étude détaillée des discontinuités d'absorption K du néon, L_I - L_{II} - L_{III} du krypton et du xénon et M_{III} du xénon. Enfin, bien que situés à proximité des discontinuités K du néon et de l'argon et L_{III} du krypton, les processus d'excitation et d'ionisation doubles mis en évidence seront traités séparément, afin de rendre plus homogène leur présentation et leur discussion qui feront l'objet du chapitre V.

CHAPITRE I

RAPPELS SUR L'EFFET PHOTOELECTRIQUE

L'importance relative des différents processus d'interaction du rayonnement X avec la matière dépend de l'énergie du faisceau incident. Dans notre domaine d'étude (0,8 - 8 keV), l'effet photoélectrique est prépondérant ⁽²⁾, ainsi que nous le vérifierons.

On définit la section efficace d'absorption photoélectrique comme la probabilité que, dans un faisceau de rayons X incident, un photon d'énergie $h\nu$ soit absorbé par un atome du milieu qu'il traverse. La théorie quantique permet son calcul dans différentes approximations qui dépendent, pour une grande part, des fonctions d'onde utilisées.

Expérimentalement, le phénomène physique observé se rapporte à l'affaiblissement global d'un faisceau de rayons X. Si I_0 est l'intensité d'un tel faisceau, parallèle, homogène et monochromatique, incident sur un absorbant formé d'un matériau homogène, l'effet photoélectrique ramène cette intensité, après traversée d'une épaisseur x , à la valeur :

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.1)$$

μ est le coefficient linéaire d'absorption photoélectrique. Il est relié à la section efficace σ par la relation:

$$\mu = \frac{N}{A} \sigma \quad \begin{array}{l} N = \text{nombre d'Avogadro} \\ A = \text{masse atomique de l'absorbant} \end{array} \quad (1.2)$$

Afin d'obtenir des résultats indépendants de l'état physique de

l'absorbant, on rapporte le plus souvent les effets observés à la masse traversée en introduisant le coefficient massique d'absorption photoélectrique μ/ρ . La relation (1.1) s'écrit alors :

$$I = I_0 e^{-\mu/\rho \cdot \rho \cdot x} \quad (1.3)$$

Jusqu'à ces dernières années, il n'existait de fonctions d'onde disponibles, permettant le calcul des sections efficaces d'absorption, que pour un nombre restreint d'éléments ; de plus, l'accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales était souvent loin d'être satisfaisant. Même les calculs récents effectués pour un plus grand nombre d'atomes dans des approximations plus élaborées, ne donnent que des résultats approchés. On comprend donc qu'un certain nombre de méthodes semi-empiriques aient été développées, qui permettent la détermination des coefficients d'absorption dans de larges domaines de longueur d'onde et de numéro atomique.

Nous rappellerons brièvement les différents modes de calcul des sections efficaces et des coefficients d'absorption utilisables dans notre domaine d'étude.

I - METHODES QUANTIQUES DE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION PHOTOELECTRIQUE.

Considérons un faisceau parallèle de rayons X incident sur un absorbant formé d'atomes libres de numéro atomique Z . En approximation dipolaire, la section efficace d'absorption photoélectrique d'un photon d'énergie $h\nu$, de vecteur de polarisation $\vec{x}$, par un atome qui passe de l'état fondamental décrit par la fonction d'onde ψ_0 à un état final décrit par la fonction ψ_j a pour expression, en unités atomiques (3) :

$$\sigma_0(h\nu) = \frac{2\pi e^2 \hbar^2}{m c \nu} \left| D_{j0}^x \right|^2 \quad (1.4)$$

avec :

$$\left| D_{j0}^{\alpha} \right|^2 = \left| \int \psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z) \sum_{i=1}^Z \text{grad}_i \psi_j^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_Z) d\tau \right|^2 \quad (1.5)$$

Dans cette expression $\vec{r}_i$ est le vecteur position du i^{e} électron de l'atome ; e, m, c et $\hbar$ ont leur signification habituelle. L'intégration dans (1.5) s'étend sur l'espace de configuration de tous les électrons.

Dans l'état décrit par la fonction d'onde ψ_j , l'électron qui a absorbé le photon peut appartenir, soit à un des états d'énergie positive du continuum (cas de la photoionisation), soit à un niveau d'énergie discret de l'atome (excitation), selon la valeur comparée de l'énergie du photon et de l'énergie de liaison de l'électron.

L'utilisation de la relation qui existe entre les opérateurs :

moment linéaire total : $p = -i\hbar \sum_i \text{grad}_i$ et somme des rayons vecteurs des électrons : $\vec{r} = \sum_i \vec{r}_i$, permet d'écrire (1.4) sous la forme :

$$\sigma_j(h\nu) = \frac{8\pi^3 e^2 \nu}{c} \left| \int \psi_0 \sum_i (\vec{x} \cdot \vec{r}_i) \psi_j^* d\tau \right|^2 \quad (1.6)$$

Par intégration sur toutes les directions de polarisation possibles (c'est à dire sur toutes les orientations de l'atome), on obtient la section efficace d'absorption photoélectrique pour un rayonnement X non polarisé qui s'écrit, en cm^2 :

$$\sigma_j(h\nu) = \frac{4\pi\alpha a_0^2}{3} h\nu \left| \int \psi_0 \sum_i \vec{r}_i \psi_j^* d\tau \right|^2 \quad (1.7)$$

avec : a_0 = premier rayon de BOHR de l'atome d'hydrogène = $\hbar^2/m_e^2 = 0,529 \text{ \AA}$

α = constante de structure fine = $e^2 / \hbar c$

L'absorption du photon par un électron d'une sous-couche (n, l) entraîne la formation d'une série d'états j déterminés par le couplage de l'électron et de l'ion ainsi formé. Pour obtenir la section efficace totale d'absorption photoélectrique, il faut ajouter l'effet de tous les électrons de l'atome en sommant sur toutes les séries possibles d'états j correspondant aux différentes

sous-couches (n, l) . σ peut donc s'écrire sous la forme :

$$\sigma = \sigma_K + \sigma_{L_I} + \sigma_{L_{II}} + \sigma_{L_{III}} + \sigma_{M_I} + \dots \quad (1.8)$$

en désignant par $\sigma_K, \sigma_{L_I} \dots$ la contribution à la section efficace d'absorption photoélectrique des couches K, L_I , ... Pour que la contribution d'une couche ne soit pas nulle, il faut naturellement que l'énergie du photon soit supérieure à l'énergie de liaison des électrons de la couche.

Le calcul des fonctions d'onde ψ_0 et ψ_j est effectué en général avec les hypothèses suivantes :

- ψ_0 et ψ_j sont des produits antisymétrisés de fonctions d'onde à un électron.

- parmi les Z fonctions d'onde à un électron formant l'expression de ψ_0 et ψ_j , (Z-1) sont identiques dans l'état fondamental et l'état final. ψ_0 et ψ_j ne diffèrent que par la fonction monoélectronique relative à l'électron en jeu (approximation du théorème de KOOPMANS⁽⁴⁾, hypothèse de non-relaxation du coeur).

Le calcul des éléments de matrice de l'expression (1.7) peut se faire dans diverses approximations qui sont liées au numéro atomique Z de l'absorbant, à l'énergie $h\nu$ du photon, aux énergies de liaison des électrons atomiques en jeu et aux types de fonctions d'onde utilisées.

On doit ainsi distinguer les cas non relativiste ($\frac{h\nu}{mc^2} \ll 1$; $Z^2 \alpha^2 \ll 1$) et relativiste. Dans notre domaine d'étude :

$h\nu / mc^2 \leq 0,016$ et $Z^2 \alpha^2 = 0,005$ pour le néon

0,017 pour l'argon

0,069 pour le krypton

0,15 pour le xénon.

Nous pouvons donc considérer que nos expériences se placent dans le cas non relativiste.

Les discontinuités K du néon, K de l'argon, L du krypton, L et M du xénon sont situés dans notre domaine d'étude. L'approximation de Born n'est donc pas applicable à l'absorption par ces couches, puisqu'elle revient à négliger l'énergie de liaison de l'électron en jeu devant l'énergie $h\nu$ du photon.

Les premiers calculs non relativistes tenant compte des effets de liaison des électrons atomiques ont été réalisés initialement par STOBBE⁽⁵⁾, puis repris, complétés et corrigés par HALL⁽⁶⁾ et par HARRIMAN⁽⁷⁾. Ils ont utilisé des fonctions d'onde hydrogénoïdes non relativistes avec constantes d'écran.

Beaucoup plus récemment, l'utilisation de fonctions d'onde calculées dans l'approximation d'un champ central non coulombien par HERMAN et SKILLMAN⁽⁸⁾ a permis presque simultanément à FANO, COOPER et MANSON⁽⁹⁾ d'une part, à COMBET FARNOUX et HENO⁽¹⁰⁾, puis COMBET FARNOUX⁽¹¹⁾ d'autre part, de calculer les sections efficaces de photoionisation de nombreuses sous-couches pour un grand nombre d'atomes (gaz rares et atomes lourds notamment).

1°) Formules de Stobbe

Exprimées en fonction de la longueur d'onde λ du rayonnement incident, les sections efficaces de photoionisation s'écrivent :^{(3),(12)}

Pour la couche K :

$$\sigma_K = \frac{2^8 \pi e^2}{3mc^2} \frac{\lambda^4}{\lambda_1^3} f(x) \quad (1.9a)$$

avec
$$h\nu_1 = \frac{hc}{\lambda_1} = (Z - s_1)^2 \text{ Ryd} \quad (1.9b)$$

s_1 = constante d'écran interne

$$x = \left(\frac{\lambda}{\lambda_1 - \lambda} \right)^{1/2}$$

$$\begin{aligned}
 \text{et } f(x) &= \frac{\exp(-4x \operatorname{arctg} x)}{1 - \exp(-2\pi x)} && \text{pour } \lambda < \lambda_1 \\
 &= e^{-4} \left(1 + \frac{4}{3x^2} - \frac{0.9777}{x^4} \right) && \text{pour } \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_K \\
 &= 0 && \text{pour } \lambda > \lambda_K
 \end{aligned} \quad (1.10)$$

λ_K = longueur d'onde de la discontinuité K mesurée expérimentalement

Pour la sous-couche L_I

$$\sigma_{L_I} = \frac{2^{11} \pi e^2}{3mc^2} \frac{\lambda^4}{\lambda_{21}^3} \left(1 + \frac{3\lambda}{\lambda_{21}} \right) g(y) \quad (1.11a)$$

$$\text{avec } h\nu_{21} = \frac{hc}{\lambda_{21}} = \frac{(Z - s_{21})^2}{4} \text{ Ryd} \quad (1.11b)$$

s_{21} = constante d'écran interne pour un électron 2s

$$y = 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{21} - \lambda} \right)^{1/2}$$

$$\begin{aligned}
 g(y) &= \frac{\exp(-4y \operatorname{arctg} y/2)}{1 - \exp(-2\pi y)} && \text{pour } \lambda < \lambda_{21} \\
 &= e^8 \left(1 + \frac{1}{6y^2} \right) && \text{pour } \lambda_{21} \leq \lambda \leq \lambda_{L_I} \\
 &= 0 && \text{pour } \lambda > \lambda_{L_I}
 \end{aligned} \quad (1.12)$$

λ_{L_I} = longueur d'onde de la discontinuité L_I mesurée expérimentalement

Pour les sous-couches L_{II} , L_{III}

$$\sigma_{L_{II}, L_{III}} = \frac{2^{11} \pi e^2}{3mc^2} \frac{\lambda^5}{\lambda_{22}^4} \left(3 + \frac{8\lambda_{22}}{\lambda}\right) h(z) \quad (1.13a)$$

avec : $h(z) = \frac{hc}{\lambda_{22}} = \frac{(Z - s_{22})^2}{4} \text{ Ryd} \quad (1.13b)$

s_{22} = constante d'écran interne pour un électron 2p

$$z = 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{22} - \lambda} \right)^{1/2}$$

$$\begin{aligned} h(z) &= \frac{\exp(-4z \operatorname{arctg} z/2)}{1 - \exp(-2\pi z)} && \text{pour } \lambda < \lambda_{22} \\ &= e^{-8} \left(1 + \frac{1}{6z^2}\right) && \text{pour } \lambda_{22} \leq \lambda \leq \lambda_{L_{II}} \\ &= 0 && \text{pour } \lambda > \lambda_{L_{II}} \end{aligned} \quad (1.14)$$

$\lambda_{L_{II}}$ = longueur d'onde de la discontinuité L_{II} mesurée expérimentalement

Dans ces formules les fonctions f , g , et h traduisent les effets de liaison des électrons.

Des expressions analogues ont été établies pour les sous-couches 3s, 3p et 3d. (7), (12).

Les constantes d'écran interne peuvent s'obtenir par la méthode de SLATER⁽¹³⁾. Elles ont été calculées analytiquement par DUNCANSON et COULSON⁽¹⁴⁾ jusqu'au néon.

Nous avons utilisé ces formules pour calculer les sections efficaces de photoionisation du néon et de l'argon entre 1,5 et 15 Å (8000 - 800 eV). Par contre, leur application au krypton et au xénon ne nous a pas paru souhaitable.

Pour ces deux gaz, les discontinuités d'absorption L sont situées dans notre domaine d'étude. Mais ces formules ne différencient pas les sous-couches L_{II} et L_{III} . Pour le néon et l'argon, les discontinuités L de ces gaz sont situées à des longueurs d'onde beaucoup plus élevées et les électrons $2p$ contribuent peu à l'absorption photoélectrique dans notre région d'énergie.

2°) Méthode utilisant le potentiel de HERMAN et SKILLMAN⁽⁸⁾

L'expression de la section efficace de photoionisation d'une sous-couche complète de nombres quantiques (n, l) s'écrit, dans l'hypothèse où tous les électrons de cette sous-couche se meuvent dans le même champ central:

$$\sigma_{n,l}(\epsilon) = \frac{4\pi\alpha a_0^2}{3} \left| \epsilon - \epsilon_{n,l} \right| N(n,l) \left[\frac{l}{2l+1} R_{n,l,l-1}^2(\epsilon) + \frac{l+1}{2l+1} R_{n,l,l+1}^2(\epsilon) \right] \quad (1.15)$$

avec $\epsilon_{n,l}$ = énergie de liaison de l'électron éjecté de la couche (n,l) en rydberg

$$\epsilon = h\nu - \left| \epsilon_{n,l} \right| = \text{énergie de l'électron éjecté}$$

$N(n,l)$ = nombre d'électrons de la sous-couche (n,l)

$R_{n,l,\pm 1}$ sont les éléments de matrice radiale et s'écrivent :

$$R_{n,l,\pm 1} = \int_0^\infty P_{n,l}(r) r P_{\epsilon,l\pm 1}(r) dr \quad (1.16)$$

$P_{n,l}(r)$ et $P_{\epsilon,l\pm 1}(r)$ sont solutions de l'équation radiale de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + V(r) + E - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] P_{\epsilon,l}(r) = 0 \quad E = \epsilon, \epsilon_{n,l} \quad (1.17)$$

$V(r)$ = potentiel de HERMAN et SKILLMAN

$$V(r) \longrightarrow 2 \frac{Z}{r} \quad \text{quand } r \rightarrow 0$$

$$V(r) \longrightarrow \frac{Z}{r} \quad \text{quand } r \rightarrow \infty$$

La section efficace de photoionisation d'une sous-couche est ainsi composée de deux parties correspondant aux transitions $l \rightarrow (l-1)$ et $l \rightarrow (l+1)$ autorisées par les règles de sélection.

Les fonctions d'onde et les énergies des états discrets ont été calculées par HERMAN et SKILMAN, les fonctions d'onde radiales du continuum doivent être calculées numériquement. En général l'hypothèse est faite que l'électron éjecté se meut dans le même champ central que dans l'état fondamental.

Les résultats obtenus par cette méthode ont permis d'expliquer certaines anomalies mises en évidence expérimentalement dans les courbes de variation de la section efficace de photoionisation avec l'énergie.⁽¹⁵⁾

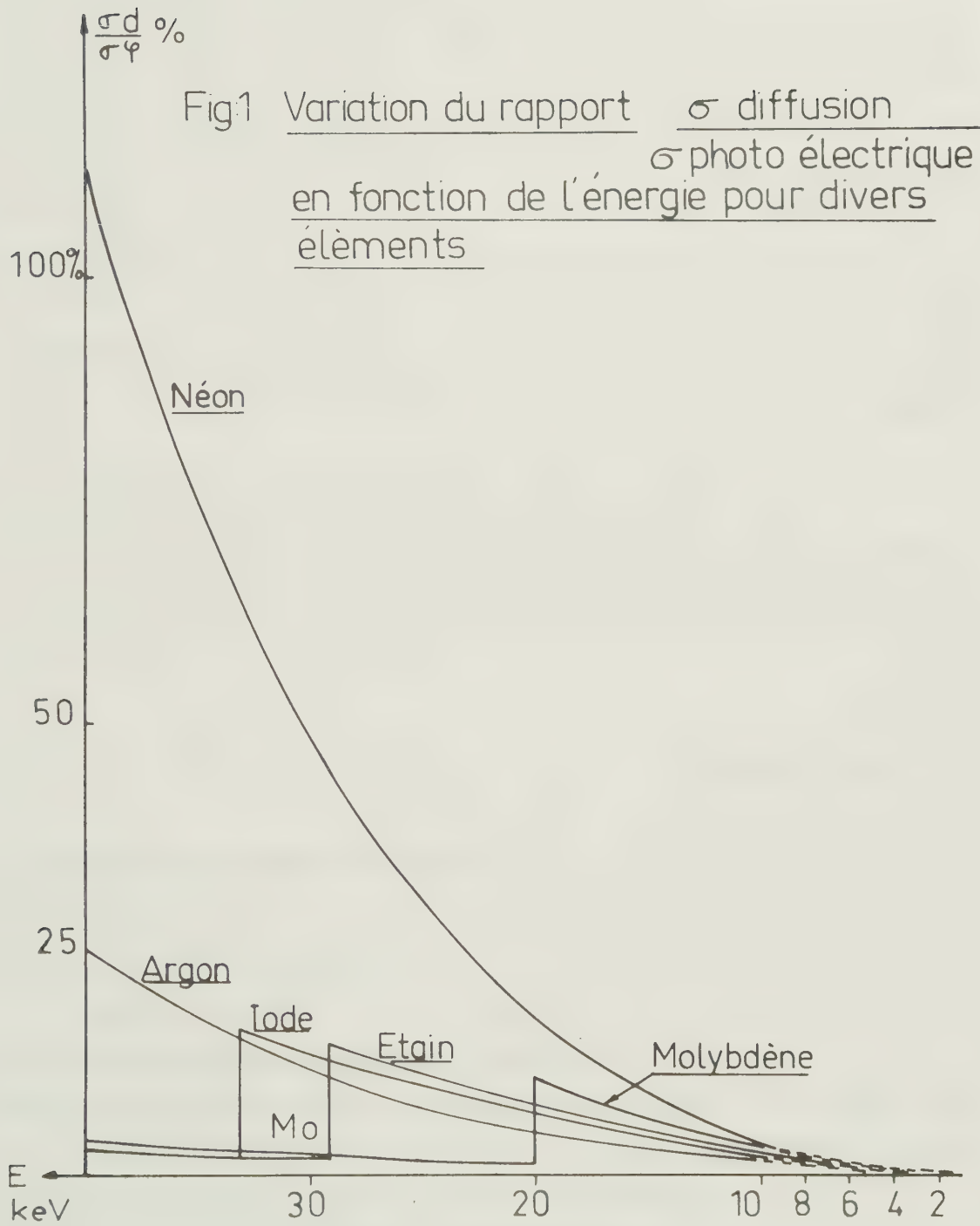
Tout récemment Mc. GUIRE⁽¹⁶⁾ a représenté analytiquement la variation du potentiel $V(r)$ et a donc pu, après ajustement de certains paramètres, intégrer l'équation de Schrödinger. Il a ainsi calculé les sections efficaces de photoionisation de tous les éléments de l'hélium au xénon pour un certain nombre de longueurs d'onde comprises entre 1 et 1000 Å. Nous comparerons nos résultats expérimentaux à ses valeurs.

Importance comparée des effets de diffusion et d'absorption photoélectrique

Lorsque l'énergie du photon incident diminue, les effets de diffusion augmentent en valeur absolue. Mais simultanément, l'absorption photoélectrique croît si vite que les effets de diffusion deviennent comparativement négligeables.

Des Tables de sections efficaces d'absorption et de diffusion ont été calculées pour un certain nombre d'éléments par GRODSTEIN⁽¹⁷⁾ et ses collaborateurs, en particulier Mc. GUINNIES⁽¹⁸⁾, de 100 Mev à 10 Kev pour un certain nombre d'éléments. Ils ont utilisé les expressions de sections efficaces d'absorption photoélectrique de Sauter-Stobbe (formule de Stobbe relativiste) et ont tenu compte de la liaison des électrons pour déterminer les sections efficaces de diffusion.

Nous avons représenté fig. 1, la variation du rapport de la section efficace totale de diffusion (élastique + inélastique) à la section efficace d'absorption photoélectrique calculée d'après leurs tables pour le néon, l'argon, le



molybdène et l'iode. On voit qu'à 10 Kev ce rapport a respectivement pour valeurs 3,4% ; 1,3% ; 2,0 % ; 3,0% et que l'extrapolation de leurs résultats conduit à des valeurs très faibles dans notre domaine (moins de 1% à partir de 4 Kev.). Les valeurs expérimentales de μ/ρ étant généralement supérieures aux valeurs calculées par la formule de Stobbe, on voit que, compte tenu de la précision de nos mesures (4 à 5% en moyenne), la contribution de la diffusion à l'affaiblissement d'un faisceau de rayons X peut être négligée dans nos expériences (excepté peut-être du côté des grandes longueurs d'onde de la discontinuité d'absorption K de l'argon). Nous assimilerons donc coefficient d'affaiblissement et coefficient d'absorption photoélectrique dans la discussion de nos résultats expérimentaux.

Il est souvent commode d'introduire la force d'oscillateur d'une transition ; elle est proportionnelle à la section efficace d'absorption photoélectrique. Un article récent de FANO⁽¹⁹⁾ constitue une mise au point complète sur ce sujet. Nous rappellerons brièvement la définition et le calcul des forces d'oscillateur.

II - FORCES D'OSCILLATEUR

1°) - Définition

Le concept de force d'oscillateur a été introduit pour maintenir l'analogie entre les résultats obtenus par la théorie classique et la théorie quantique de l'interaction matière-rayonnement, plus particulièrement en ce qui concerne la polarisabilité des atomes et l'énergie absorbée ou émise par un atome.

Considérons un rayonnement électromagnétique non polarisé, de densité d'énergie $\rho(\nu)$, présentant une distribution continue de fréquences, incident sur un atome de numéro atomique Z.

La comparaison des expressions classique et quantique de l'énergie absorbée par cet atome⁽²⁰⁾ amène à définir la grandeur suivante, avec les mêmes

notations que dans l'expression (1.4) :

$$f_{0j} = \frac{8\pi^2 m \nu}{3h} \left| \int \psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z) \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i \psi_j^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z) d\tau \right|^2 \quad (1.18)$$

si l'état j appartient au spectre d'énergie discret de l'atome et :

$$\left(\frac{df}{d\nu} \right)_{0j} = \frac{8\pi^2 m \nu}{3h} \frac{d}{d\nu} \left| \int \psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z) \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i \psi_j^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_Z) d\tau \right|^2 \quad (1.19)$$

si j représente un état dans lequel l'électron est éjecté dans le continuum.

Avec ces définitions on constate que, de façon plus générale, l'absorption d'une onde électromagnétique incidente par un atome passant de l'état initial i à l'état final j est la même que celle de f_{ij} (et $\frac{df}{d\nu}$) oscillateurs classiques. Pour cette raison, f_{ij} et $(\frac{df}{d\nu})_{ij}$ sont appelées respectivement force d'oscillateur ou densité d'oscillateur de la transition $i \rightarrow j$ pour l'atome.

La comparaison des expressions (1.7) et (1.19) donne immédiatement la relation existant entre la section efficace atomique de photoionisation et la densité d'oscillateur correspondant :

$$\frac{df}{d\nu} = \frac{mc}{\pi e^2} \sigma(\nu) \quad (1.20)$$

ou en fonction de l'énergie du photon :

$$\frac{df}{dE} = \frac{mc}{\pi e^2 h} \sigma(E) \quad (1.21)$$

2°) Force d'oscillateur d'une couche atomique

La force d'oscillateur d'une couche atomique est définie par sommation sur toutes les transitions qu'un électron de cette couche peut effectuer vers des niveaux discrets de l'atome ou vers des états du continuum. Ainsi la force d'oscillateur de la couche K d'un atome a pour expression :

$$f_K = \sum_{n=n_0}^{\infty} f_{1n} + \int_{E_K}^{\infty} \left(\frac{df}{dE} \right)_K dE \quad (1.22)$$

n_0 représentant le nombre quantique principal du premier niveau inoccupé à caractère p. On définit de même les forces d'oscillateurs des couches $L_I M_I \dots$

Les forces d'oscillateur des couches atomiques obéissent à une règle de sommation importante. Etablie plus ou moins indépendamment par THOMAS⁽²¹⁾, REICHE⁽²²⁾ et KUHN⁽²³⁾ pour l'atome à un électron, elle a été généralisée au cas d'un atome à Z électrons par BETHE⁽²⁴⁾. Elle est rigoureuse pour toutes les transitions dipolaires et s'écrit :

$$\sum f_n = Z \quad (1.23)$$

f_n étant la force d'oscillateur de la couche n, la sommation s'étendant à tous les niveaux occupés.

Cette règle ne s'applique pas à chaque sous-couche, du fait du principe d'exclusion de Pauli. Si la transition interdite correspond à une absorption, la force d'oscillateur du niveau est diminuée d'autant ; si elle correspond à une émission elle est augmentée d'autant. Ainsi, par exemple, la probabilité de transition d'un électron K du néon vers les couches L_{II} ou L_{III} est nulle et la force d'oscillateur associée également. La force d'oscillateur de la couche K est donc inférieure à 2. Par contre, les transitions interdites pour les électrons des couches L_{II} et L_{III} sont des transitions d'émission dont les forces d'oscillateur sont négatives. Leur interdiction augmente donc la force d'oscillateur du niveau L qui doit être supérieure à 8.

D'une manière générale la contribution à la force d'oscillateur d'un niveau interne des transitions vers les états discrets non occupés sera d'autant plus faible que le nombre quantique principal de ceux-ci sera plus élevé. En effet, la probabilité de transition est liée au recouvrement des fonctions d'onde

des deux états en jeu et on sait que la valeur de la fonction d'onde d'un état interne est faible dans le domaine où la fonction d'onde d'un état extérieur a une valeur importante et réciproquement. La contribution des transitions vers les états du continuum sera alors prépondérante.

3°) - Détermination des forces d'oscillateur des couches atomiques

Les relations (1.21) et (1.22) permettent le calcul des forces d'oscillateur à partir de la courbe d'absorption. Elles peuvent également se calculer à partir des courbes d'absorption expérimentales par introduction de fonctions d'onde atomiques dans les équations de définition (1.18) et (1.19). HÖNL⁽²⁵⁾ a établi, dans une approximation analogue à celle de STOBBE, une formule permettant le calcul de la force d'oscillateur du niveau K. Nous mentionnerons également une autre méthode de calcul fondée sur le principe d'exclusion de Pauli et utilisée par BEARDEN et WHEELER⁽²⁶⁾.

1) Détermination expérimentale

Si $(\mu/\rho)_n$ est la contribution des électrons de la couche n au coefficient d'absorption massique, la force d'oscillateur f_{nc} pour les transitions de la couche n vers les états du continuum s'écrira :

$$f_{nc} = \int_{E_n}^{\infty} \left(\frac{d\rho}{dE} \right)_n dE = \frac{mc}{\pi e^2 h} \frac{A}{N} \int_{E_n}^{\infty} (\mu/\rho)_n dE \quad (1.24)$$

ou, par introduction de la longueur d'onde λ du rayonnement incident :

$$f_{nc} = \frac{A}{N} \frac{mc^2}{\pi e^2} \int_0^{\lambda_n} \frac{1}{\lambda^2} (\mu/\rho)_n d\lambda \quad (1.25)$$

λ_n étant la longueur d'onde de la discontinuité d'absorption n. L'intégration graphique de (1.25) permet le calcul de f_{nc} .

Quand la variation du coefficient d'absorption massique en fonction de la longueur d'onde peut se mettre sous la forme :

$$(\mu/\rho)_n = C\lambda^a$$

(1.25) s'intègre directement et donne

$$f_{nc} = \frac{A}{N} \frac{mc^2}{\pi e^2} \frac{C}{a-1} \lambda_n^{a-1} \quad (1.26)$$

La contribution à f_n des transitions vers les états liés peut se calculer de la même façon en déterminant la forme réelle des raies d'absorption et en intégrant graphiquement les intégrales correspondantes. Mais comme nous l'avons déjà mentionné et comme nous le vérifierons pour le néon et l'argon, cette contribution devient très vite négligeable.

Nous avons utilisé cette méthode pour calculer les forces d'oscillateur continues des couches K du néon et de l'argon, L du krypton et du xénon, M du xénon.

2) Calculs dans l'approximation de Stobbe - formule de HÖNL

Elaborée par SUGIURA⁽²⁷⁾ pour l'atome d'hydrogène et étendue par HÖNL à l'atome à Z électrons, cette méthode s'appuie sur les mêmes hypothèses que les calculs de Stobbe, mais avec un terme correctif supplémentaire qui prend en considération l'effet d'écran externe par introduction d'un potentiel constant.

HÖNL a abouti à l'expression suivante pour la force d'oscillateur f_{Kc} des transitions de la couche K vers les états du continuum :⁽²⁵⁾

$$f_{nc} = \frac{2^8 e^{-4}}{9} \left[\frac{2}{(1-e_K)^2} - \frac{1}{3(1-e_K)^3} \right] \quad (1.27)$$

avec : $e_K = \frac{X - 911/\lambda_K}{X}$

$$\nu_K = \frac{c}{\lambda_K} = \nu_0 (1 - e_K)$$

$$X = (Z - s_1)^2 + 1,33 \cdot 10^{-5} (Z - s_1)^4$$

ν_0 = fréquence théorique de l'approximation coulombienne.

HONL a effectué des calculs analogues pour les électrons L mais les résultats ne s'expriment pas aussi simplement.

3) Méthode de Bearden et Wheeler⁽²⁶⁾

Compte tenu de la règle de sommation, la force d'oscillateur de la couche K peut s'écrire :

$$f_K = 2 \left[1 - \sum_{n=2}^{n-1} p_{in} \right] \quad (1.28)$$

n_0 correspondant au premier niveau d'excitation à caractère p. Seul le calcul des forces d'oscillateur des transitions vers les niveaux occupés est alors nécessaire.

Utilisant des fonctions d'onde calculées par HARTREE⁽²⁸⁾ par la méthode du champ "self-consistent", ils ont déterminé un certain nombre de valeurs de f_K qui se sont révélées en bon accord avec les résultats de HONL.

A partir de leurs calculs, nous avons tracé une courbe et déterminé ainsi par interpolation les forces d'oscillateur théoriques des couches K du néon et de l'argon.

Cette méthode est également utilisable pour les autres couches de l'atome, mais ne semble pas avoir été appliquée.

III - DETERMINATIONS SEMI-EMPIRIQUES

Nous rappellerons le principe de chacune des méthodes et l'utilisation que nous avons pu en faire pour les éléments étudiés ici.

1°) - Méthode de JÖNSSON

JÖNSSON⁽²⁹⁾ fut le premier à proposer, en 1928, une méthode simple et rapide de détermination des coefficients d'absorption. Ayant remarqué que la valeur du saut d'absorption relatif à une discontinuité donnée était sensiblement égale au rapport de l'énergie du niveau en jeu à celle du niveau d'énergie immédiatement inférieure, il détermina, à partir de données expérimentales (environ 600 entre 0,7 et 12 Å) une courbe "universelle" caractérisant l'absorption moyenne d'un électron qui ne dépendrait, en première approximation, que du produit $Z\lambda$. Il est possible d'en déduire les coefficients d'absorption photoélectrique pour des valeurs de $Z\lambda$ comprises entre 8 et 800 (λ étant exprimé en Å), soit pour le néon entre 0,8 et 80 Å, pour l'argon entre 0,6 et 44 Å, pour le krypton entre 0,2 et 22 Å, pour le xénon entre 0,2 et 14 Å.

2°) - Méthode de VICTOREEN

VICTOREEN⁽³⁰⁾ a établi, à partir de données rassemblées par ALLEN⁽³¹⁾ des formules semi-empiriques du type $\mu/\rho = C\lambda^3 - D\lambda^4$, C et D étant fonction de A et de Z, et donc constants pour un élément donné. Le calcul des coefficients d'absorption photoélectrique est possible seulement pour des longueurs d'onde inférieures aux longueurs d'onde des discontinuités K d'absorption.

3°) - Méthode de HENKE

A partir de considérations théoriques fondées sur les travaux de HALL, HENKE⁽³²⁾ a tout d'abord calculé une fonction universelle pour l'absorption par les électrons K, puis une fonction correspondant à l'absorption par les électrons extérieurs à la couche K. Les constantes nécessaires ont été déterminées à l'aide des résultats expérimentaux rassemblés par Allen.

Ses formules permettent le calcul de μ/ρ pour les éléments de numéro atomique ≤ 36 et pour les longueurs d'onde inférieures à celle de la disconti-

nuité L_I . Plus récemment ⁽³³⁾, à partir de nouvelles mesures qu'il a effectuées entre 8 et 113 Å, il a dressé pour les éléments légers jusqu'à l'argon une table donnant le coefficient d'absorption massique de 1 à 200 Å.

4°) Méthode de LEROUX

Les expérimentateurs avaient très tôt proposé pour la variation du coefficient d'absorption massique le long de chaque branche X de la courbe d'absorption d'un élément donné, des expressions de la forme

$$(\mu/\rho)_x = c_x \lambda^n \quad (1.29)$$

Revenant à une telle expression et à partir d'une compilation de données expérimentales, LEROUX ⁽³⁴⁾ a récemment conclu que n était indépendant de Z et ne variait que suivant la branche X de la couche d'absorption considérée. C ne dépendrait que de Z et de la branche X et non de λ . Il a ainsi dressé une table des valeurs de n et de C permettant le calcul des coefficients d'absorption de l'hélium au fermium dans un domaine très étendu de longueurs d'onde.

5°) Méthode de HEINRICH

HEINRICH ⁽³⁵⁾ a repris les travaux de LEROUX et, à partir d'une étude extrêmement poussée de toutes les données expérimentales existantes, relatives à la fois aux coefficients d'absorption et aux valeurs des sauts d'absorption, a conclu que n était aussi fonction de Z. Il a donc proposé une nouvelle Table pour $3 < Z < 94$ donnant des valeurs corrigées pour n et pour C jusqu'à la branche N_I des courbes d'absorption.

Nous avons utilisé les méthodes de LEROUX et de HEINRICH pour calculer les coefficients d'absorption des quatre gaz étudiés dans à peu près tout notre domaine de longueur d'onde. Les écarts entre les valeurs données par ces diverses méthodes peuvent être considérables. Le tableau I donne deux exemples de valeurs calculées.

TABLEAU IExemples de μ/ρ calculés semi-empiriquement

gaz	λ	Jönsson	Henke	Leroux	Heinrich
krypton	5 Å	1786	1500	2340	2530
xénon	10 Å	3790		6810	7950

Ces exemples montrent bien la nécessité de mesures systématiques pour un nombre d'éléments aussi élevé que possible et dans un large domaine de longueur d'onde.

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

L'expression du coefficient d'affaiblissement massique d'un gaz s'écrit :

$$\tau / \rho \text{ cm}^2/\text{g} = \frac{1}{\rho_0 x} \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} \log \frac{I_0}{I} \quad (2.1)$$

avec ρ_0 = masse spécifique de l'absorbant en g/cm^3 (TPN)

x = épaisseur géométrique de l'absorbant

P_0, T_0 = T. P. N. (760 mm Hg, 273, 15° C)

T, P = température absolue et pression du gaz

I_0, I = intensités incidente et transmise par le gaz

La détermination d'un coefficient d'affaiblissement exige donc la mesure de I_0, I, ρ_0, x, P et T .

Le montage utilisé se compose de deux parties distinctes :

- un ensemble spectrographique fonctionnant sous vide, et son système de détection
- une installation de mise en place des gaz absorbants.

Nous décrirons sommairement cet appareillage qui, pour l'essentiel, a déjà été employé pour notre thèse de 3ème cycle. Nous exposerons ensuite les méthodes d'enregistrement et de dépouillement des clichés.

I - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

A - Le Spectrographe

Nous avons utilisé un spectrographe sous vide à cristal courbé sous

50 cm. de rayon, fonctionnant par réflexion suivant le principe de JOHANN⁽³⁶⁾. Conçu et réalisé sous la direction de Y. CAUCHOIS par le Laboratoire de Chimie Physique de la Faculté des Sciences de Paris, avec l'aide du Laboratoire des Prototypes du C.N.R.S. de Bellevue, il avait été installé et mis au point par C. BONNELLE⁽³⁷⁾.

Nous rappellerons simplement que, par réflexion sélective sur le cristal, l'appareil donne, d'un faisceau polychromatique de rayons X divergent, un spectre focalisé le long d'un cylindre dont la section droite est appelée cercle de focalisation (voir fig. 8). L'angle de réflexion φ_n d'une longueur d'onde λ dans l'ordre n est donné par la relation de Bragg:

$$n\lambda = 2d_n \cdot \sin \varphi_n \quad (2.2)$$

où d_n est la constante du réseau cristallin réfléchissant dans l'ordre n .

Le réglage de l'angle de Bragg est assuré par un système d'engrenage faisant tourner simultanément le cristal d'un angle θ et le détecteur d'un angle 2θ .

Le tube à rayons X est situé à l'intérieur du spectrographe où règne actuellement une pression de l'ordre de 10^{-4} mm. Hg. Un pompage secondaire indépendant y assure une pression voisine de 10^{-6} mm. Hg. en régime permanent de fonctionnement. Il est séparé du spectrographe par une fenêtre ovale de 6 mm. de hauteur, de 10 mm. de largeur. Dans nos expériences, nous l'avons recouverte, suivant les longueurs d'onde étudiées, de deux ou trois feuilles d'aluminium battu de $0,5 \mu$ d'épaisseur ou d'une feuille de béryllium de 30μ d'épaisseur. Elle permet ainsi, d'une part de maintenir une pression plus basse dans le tube que dans le spectrographe, d'autre part, d'arrêter la lumière visible émise par le filament.

Nous avons utilisé comme rayonnement continu le rayonnement de freinage émis par des anticathodes massives de W et de Pt et, pour l'étalonnage en lon-

gueur d'onde des spectres obtenus, les émissions caractéristiques de nombreux autres éléments.

Le tube est alimenté par un générateur haute tension, stabilisé en tension à $2 \cdot 10^{-4}$ près, en courant à 10^{-3} , permettant d'obtenir un débit maximum de 100 mA sous une tension de 12000 V. La puissance dissipée dans l'anticathode était en générale voisine de 500 watts.

Nous avons également utilisé pour certaines poses longues une alimentation non stabilisée qui nous a permis d'obtenir des débits de 180 mA sous des tensions de l'ordre de 3000 Volts.

Les cristaux.

Le réglage de la lame cristalline dans le porte-cristal est effectué sous contrôle optique, puis vérifié par l'enregistrement d'une raie X de largeur connue, ou d'un doublet dont la séparation nette est un test de la qualité du cristal. Sa partie utilisable a 15 mm. de largeur et 10 mm. de hauteur.

Le tableau II donne la liste des cristaux utilisés avec les distances réticulaires correspondantes ainsi que la largeur à mi-hauteur de la raie $K\alpha_1$ du titane obtenue en moyenne pour chaque type de cristal.

TABLEAU II - Cristaux utilisés

Cristal	d_{∞} (18°C) uX	d_1 uX	d_2 uX	d_3 uX	$\Delta\lambda$ Ti $K\alpha_1$ uX
quartz (0001) ⁽³⁸⁾	1797,87	1797,79	1797,85	1797,86	1,05
quartz (11 $\bar{2}$ 0) ⁽³⁹⁾	2451,45	2451,23	2451,39	2451,42	1,10
quartz (10 $\bar{1}$ 0) ⁽³⁸⁾	4246,02	4244,91	4245,74	4245,90	0,91
gypse (010) ⁽⁴⁰⁾	7584,70	7579,07	7583,29	7584,15	1,10
mica (002) ⁽⁴⁰⁾	9942,71	9927,58	9938,93	9941,03	1,05

La valeur indiquée est la valeur corrigée obtenue en appliquant à la valeur mesurée expérimentalement les formules de correction données par C. SENEMAUD⁽⁴¹⁾ dans ce domaine spectral et en utilisant les valeurs des facteurs de structure calculées par E. BELIN⁽⁴²⁾. La largeur corrigée mesurée par PARRATT à l'aide d'un spectromètre à deux cristaux de calcite est de 0,87 uÅ.⁽⁴³⁾

Le système de détection.

Nous avons utilisé comme détecteur des films photographiques placés dans un châssis automatique muni d'un volet mobile ouvert sur 1/6 de sa hauteur. Son déplacement en hauteur, commandé de l'extérieur, permet l'enregistrement de six spectres sur le même film. Le châssis peut être orienté soit tangentiellement au cercle de focalisation, soit perpendiculairement au rayonnement suivant la valeur de l'angle de Bragg.

Nous avons utilisé trois types différents de film produits par la Maison KODAK :

- Film DIFRAX
- SPECTRUM ANALYSIS n° 3
- DC 3

Leur dépouillement a été effectué à l'aide d'un microdensitomètre Joyce Loelb donnant directement la densité optique du film étudié en chaque point. Un bras de levier mobile permet de faire varier le grandissement de 1 à 200. Nous avons utilisé des grandissements allant de 5 à 50 suivant le domaine de longueur d'onde et les discontinuités étudiées. L'appareil et les accessoires ont déjà été décrits en détail⁽⁴⁴⁾.

Afin d'éliminer des déformations éventuelles dues à la largeur de la fente exploratrice, nous l'avons toujours prise inférieure à environ 15% de la largeur des détails étudiés (raie ou bande)⁽⁴⁵⁾.

Courbes d'étalonnage des films

Pour déterminer l'intensité X reçue par un film photographique

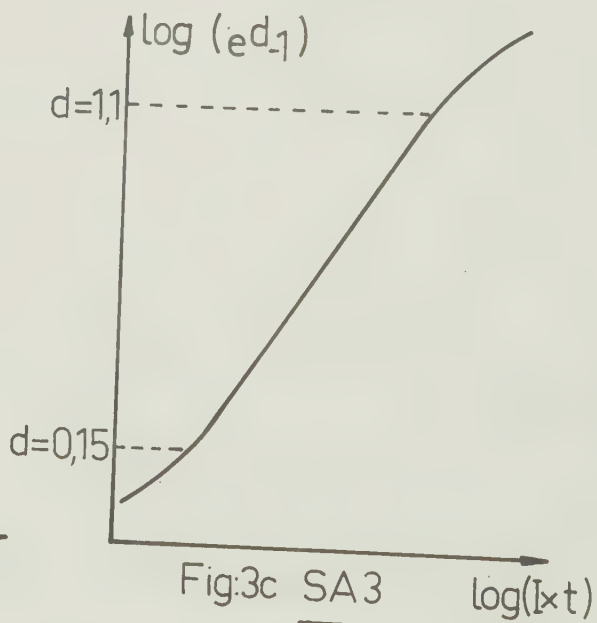
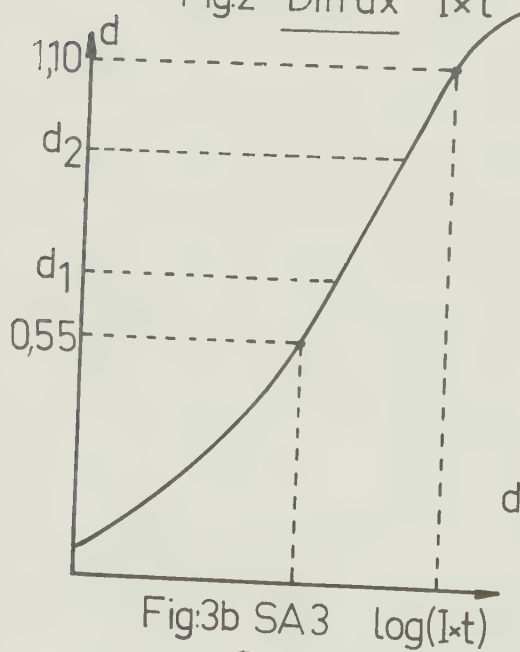
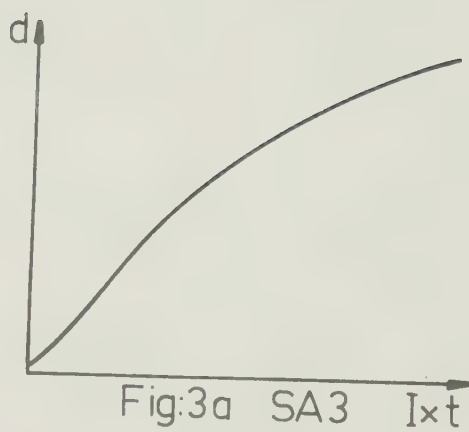
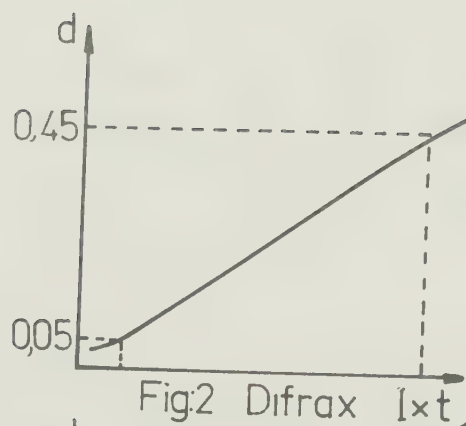
à partir de la mesure de sa densité optique, il est nécessaire de connaître la loi de réponse du film.

Film DIFRAX : Il a été étalonné dans notre domaine de longueur d'onde par C. BONNELLE⁽⁴⁶⁾. D'après cette étude, la caractéristique : $d = f(I)$ est une droite pour des densités optiques comprises entre 0,05 et 0,50, l'ordonnée à l'origine étant très voisine de 0 (fig. 2), et la loi de réciprocité de BUNSEN et ROSCOE est suivie. On peut donc admettre que, dans le domaine de densité indiquée, les densités optiques sont proportionnelles au produit de l'intensité du rayonnement X par le temps de pose.

Ce film est d'excellente qualité ; il possède un grain fin et nous l'avons utilisé pour la majeure partie de notre travail. Malheureusement, sa fabrication a été arrêtée deux ans avant la fin de nos expériences. Notons d'ailleurs que, pour des longueurs d'onde supérieures à $13 \text{ \AA}$, son utilisation entraînait des temps de pose très longs (env. 100 h.), compte tenu de la diminution rapide de l'intensité du rayonnement X disponible dans ce domaine de longueur d'onde. Il était donc souhaitable de rechercher des émulsions plus rapides que celle-ci. Nous avons ainsi été amenés à utiliser deux autres films de sensibilité nettement plus élevée.

Film SPECTRUM ANALYSIS n° 3 (SA3) : La sensibilité de ce film vers $13 \text{ \AA}$ est de deux à trois fois supérieure à celle du DIFRAX. Mais le grain est beaucoup moins fin et le contraste est nettement moins bon.

Nous l'avons étalonné à l'aide des émissions $\text{Cu L}\alpha$ ($13,30 \text{ \AA}$) et $\text{Ni L}\alpha$ ($14,56 \text{ \AA}$). Pour chaque longueur d'onde, nous avons enregistré une dizaine de films et réalisé au moins dix microphotogrammes de chaque film. Sur chaque cliché nous avons effectué 6 poses avec des temps d'exposition différents permettant de couvrir une large gamme de densité. Nous avons introduit un facteur correctif qui tient compte du fait que l'intensité n'est pas constante sur toute la hauteur de la raie spectrale.



Les fig. 3a à 3c donnent les différentes caractéristiques de ce film :

La caractéristique $d = f(I)$ ne présente aucune partie linéaire ; elle est donc difficilement utilisable.

La caractéristique $d = f(\log It)$ présente une partie rectiligne entre 0,55 et 1,10 en densité. L'équation de cette droite peut s'écrire :

$$d = \gamma \log (It) - a \quad (2.3)$$

La pente γ , qui définit le contraste du film, a été déterminée par la méthode des moindres carrés. Elle a pour valeur :

$$\gamma = 0,87 \pm 0,02$$

Le rapport des intensités correspondant à deux densités d_1 et d_2 s'écrira alors :

$$\log \frac{I_2}{I_1} = \frac{d_2 - d_1}{\gamma} \quad (2.4)$$

L'utilisation de cette relation exige un noircissement très notable, la variation de d en fonction de $\log I$ ne devenant linéaire que pour une densité relativement élevée. Nous avons alors représenté la variation de $\log (e^d - 1)$ en fonction de $\log (It)$; la courbe représentative présente l'avantage d'être rectiligne entre 0,15 et 1,1 ; l'équation de la droite a pour expression

$$\log (e^d - 1) = \gamma' \log (It) - b \quad (2.5)$$

Nous avons trouvé par la méthode des moindres carrés

$$\gamma' = 1,000 \pm 0,015 \quad (2.6)$$

Film DC3 : Ce film est encore expérimental. Il est obtenu par cen-

trifugation et est totalement dépourvu de gélatine superficielle. Cette caractéristique a pour avantage d'accroître considérablement sa sensibilité (Facteur 7 à 10 par rapport au DIFRAX vers $13 \text{ \AA}$), mais a pour inconvénient de rendre son maniement très délicat (vue la fragilité très grande de l'émulsion vis à vis de l'abrasion).

Il a été étalonné pour les mêmes émissions et dans les mêmes conditions que le film SA3.

Les fig. 4a et 4b représentent les caractéristiques de ce film.

La caractéristique $d = f(I_t)$, bien que moins incurvée que celle du SA3, ne présente cependant pas de partie rectiligne dans un domaine suffisant large en densité.

La caractéristique $d = f(\log I_t)$ présente une partie à peu près rectiligne entre 0,6 et 1,1 en densité, mais cette linéarité est moins nette que pour le SA3 et la valeur du γ du film est entachée d'une erreur très supérieure. Nous avons trouvé :

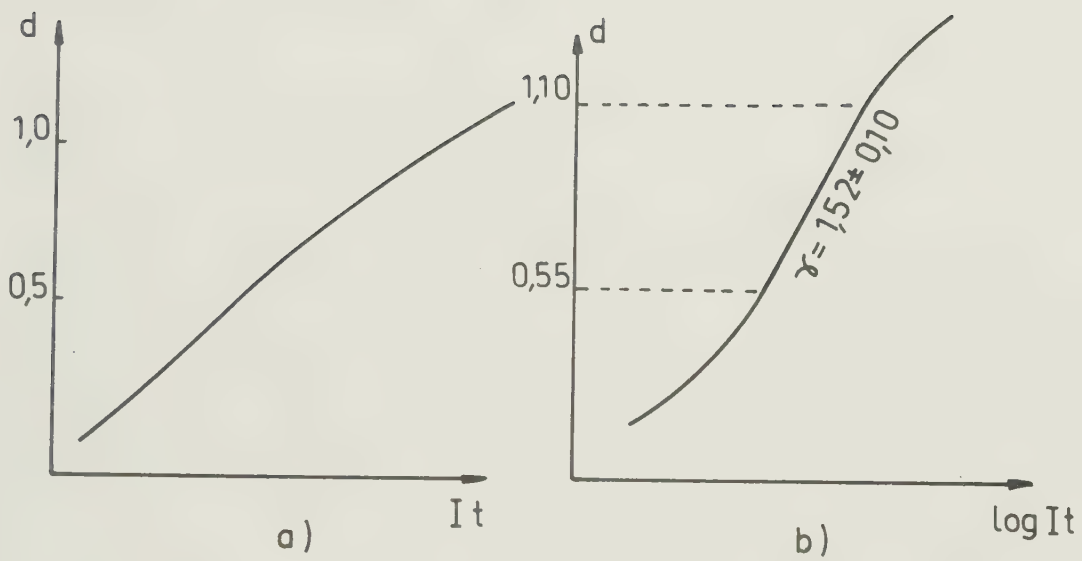
$$\gamma = 1,52 \pm 0,10 \quad (2.7)$$

Nous avons remarqué que ces caractéristiques pouvaient varier légèrement d'une boîte de films à l'autre. Ceci est dû aux conditions de fabrication du film et l'on est pratiquement obligé de vérifier son étalonnage pour chaque nouvelle boîte utilisée.

La caractéristique $\log(e^d - 1) = f(\log I_t)$ ne présente pas de partie rectiligne très nette et serait difficilement exploitable.

Nous avons donc utilisé pour ce film la caractéristique $d = f(\log I)$

Nous avons utilisé les films SA3 et le DC3 pour les longueurs d'onde supérieures à $13 \text{ \AA}$, en particulier pour l'étude de la discontinuité d'absorption K du néon. Nous verrons que l'erreur moyenne sur les valeurs du coefficient d'absorption est plus élevée avec ces films.

Fig.4 DC3.

B - Appareillage d'étude de l'absorption des gaz

Nous décrirons succinctement la cellule, la source de gaz et les dispositifs de mesure de la pression et de la température du gaz.

Son principe est basé sur l'utilisation d'une cellule de dimensions réduites. Il présente plusieurs avantages : une définition précise du parcours des rayons X dans l'absorbant, une mesure et un contrôle plus fidèles et plus aisés de la pression, l'élimination des risques de contamination et un fonctionnement beaucoup plus simple de l'ensemble de l'appareillage. Certaines causes d'erreurs systématiques se trouvent ainsi éliminées.

Il est important de bien choisir la place de la cellule. Nous l'avons disposée entre le tube et le cristal ; cette disposition permet, pour des ouvertures de cellule convenablement choisies, de diaphragmer commodément le faisceau de rayons X émis par le tube, de façon à ne laisser passer que les seuls rayons venant frapper la lame cristalline. Comme nous le verrons, un tel dispositif élimine au maximum le rayonnement diffusé dans le spectrographe ; il présente également l'intérêt d'empêcher la plus grande partie du rayonnement réémis par le gaz d'atteindre le film.

1°) - La cellule d'absorption

La fig. 5 montre la forme et l'implantation de la cellule dans le spectrographe. Elle est suspendue à sa partie supérieure par l'intermédiaire de deux tubes de laiton qui permettent à la fois son positionnement, son pompage et son remplissage par le gaz. Des joints assurent l'étanchéité des différents raccords. Trois cellules de différentes longueurs (51,0 - 45,0 - 36,7 mm.) ont été utilisées suivant le domaine angulaire exploré : avec la plus courte, il s'étend au maximum de 30 à 65°.

Des considérations géométriques simples montrent qu'il est possible d'assimiler dans l'absorbant le faisceau de rayonnement faiblement divergent à un faisceau parallèle avec une précision relative de l'ordre de 10^{-3} .

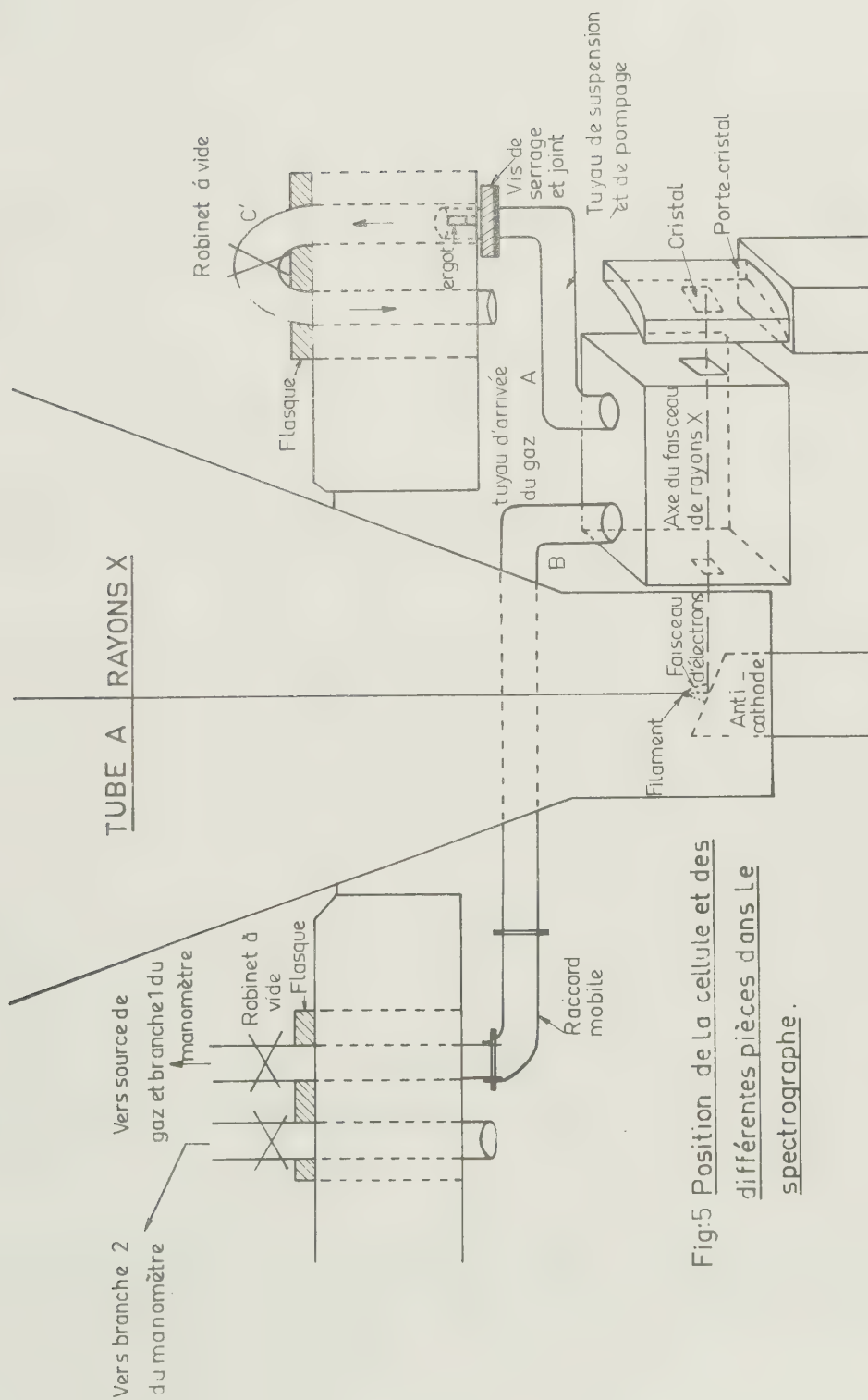


Fig:5 Position de la cellule et des
différentes pièces dans le
spectrographe.

Les ouvertures f_1 et f_2 , situées sur deux faces opposées, permettent le passage du rayonnement. Pour les obturer, il était nécessaire de disposer de feuilles minces, à la fois suffisamment transparentes aux rayons X et étanches aux gaz sous des pressions de 100 mm. Hg. et des surfaces de 0,5 cm².

Nous avons tout d'abord utilisé⁽⁴⁷⁾ des feuilles de mylar de 6 et 4μ d'épaisseur. Mais l'absorption de ces matériaux pour des longueurs d'onde supérieures à 10 Å rendait leur emploi très difficile. Lors d'une étude, dans notre domaine de longueur d'onde, sur l'absorption de feuilles plastiques minces, G.SENEMAUD⁽⁴⁸⁾ a pu montrer qu'un polymère du dioxydiphénylpropane (makrofol) était utilisable, sous une épaisseur de 2μ, dans des conditions raisonnables jusqu'à environ 15 Å. *

La fig. 6 donne l'intensité transmise à travers deux feuilles de mylar de 6μ et 4μ et de makrofol de 2μ d'épaisseur calculée à partir de ses résultats.

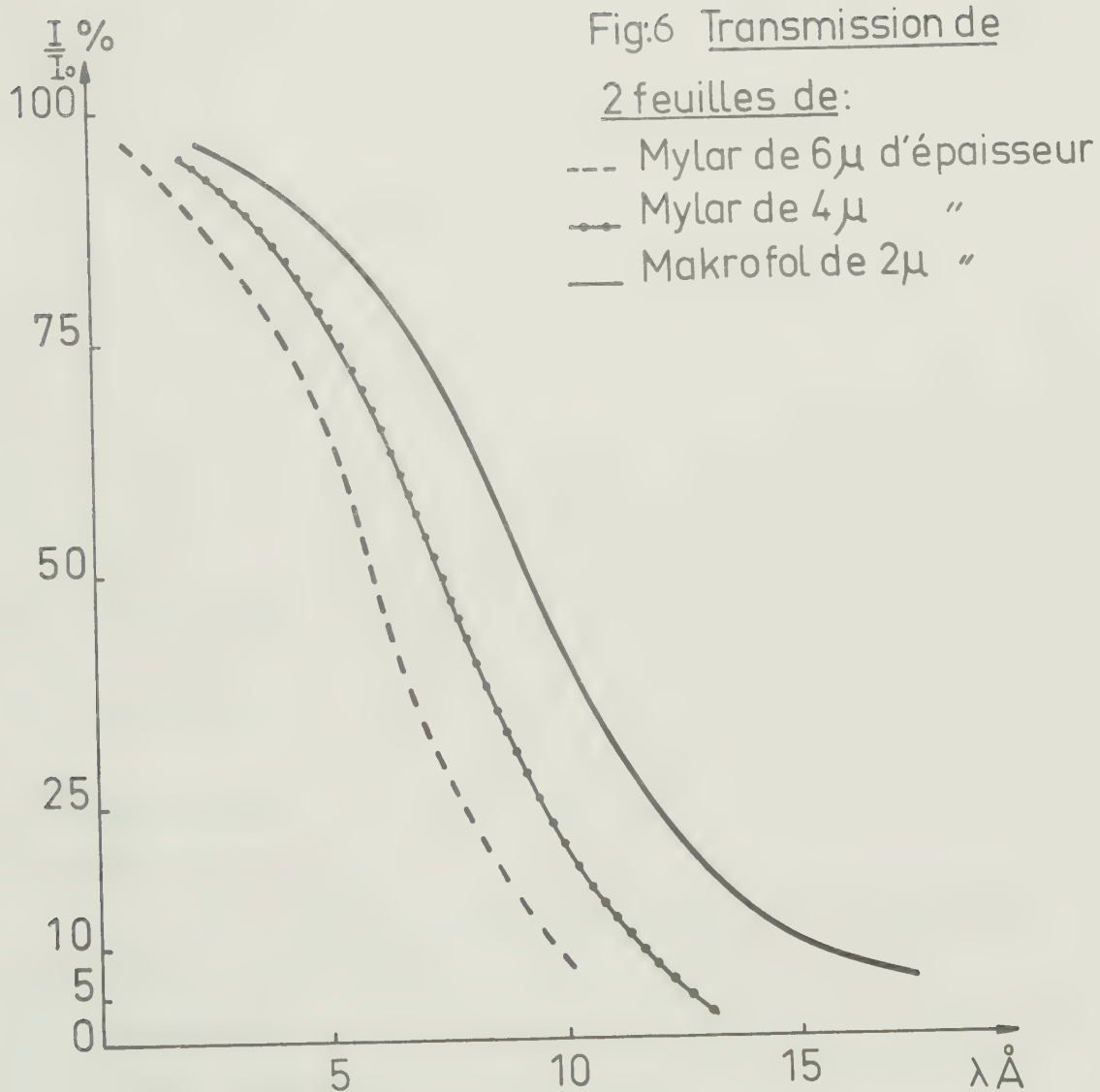
Les fenêtres étaient collées sur la cellule avec de l'araldite.

Nous avons vérifié que leur transmission ne variait pas, à la précision expérimentale, avec la pression régnant dans la cellule, entre 20 et 100 mm.Hg., par suite d'une éventuelle déformation.

2°) - Source de gaz

La pureté des gaz utilisés devait être la plus élevée possible. Le gaz ne devait pas, d'autre part, être initialement à une pression trop forte qui aurait nécessité plusieurs détentes importantes. Nous avons donc employé des ampoules de gaz en verre à pointe scellée, remplies à la pression atmosphérique. Elles nous ont été fournies par la Société AIR LIQUIDE qui nous en a garanti les compositions suivantes (en volume) :

* je lui en suis extrêmement reconnaissant, car il a ainsi grandement facilité l'extension de mes mesures à un domaine difficile d'accès et mal connu.



- Néon	99,8% Ne
	Impuretés ; hélium, trace d'azote
- Argon	99,9985% A
	Traces d'azote, d'oxygène, d'hydrogène et de vapeur d'eau
- Krypton	99,95% Kr
	Traces de xénon
- Xénon	99,95% Xe
	Traces de krypton

Remarquons que le vide limite obtenu dans le spectrographe, donc dans la cellule, étant de l'ordre de 10^{-4} mm Hg, la proportion d'air résiduel pour une pression de gaz de 50 mm Hg est de 2.10^{-6} , soit de l'ordre de grandeur des impuretés résiduelles de l'argon et très inférieure à celles du néon, du krypton et du xénon.

La principale impureté du néon est l'hélium qui n'absorbe à peu près pas dans notre domaine de longueur d'onde ; nous avons effectué une petite correction sur la pression de gaz mesurée, pour avoir la pression réelle du néon.

L'absorption du krypton et du xénon étant du même ordre de grandeur dans notre domaine d'étude, la présence de traces de l'un des gaz dans l'autre ne peut entraîner d'erreur importante.

La rupture sous vide de la pointe scellée de l'ampoule était assurée par une masselotte de verre, introduite dans le tuyau de sortie de l'ampoule.

3°) - Mesures de la pression et de la température du gaz

Nous avons utilisé pour la mesure de la pression un manomètre à huile silicone, à très faible tension de vapeur (10^{-8} mm. Hg.) et à faible viscosité. La masse spécifique varie, de 0,964 à 0,960, linéairement entre 20 et 25°C.

La température du gaz était relevée à l'aide d'un thermomètre fixé le long de la branche du manomètre où se trouvait le gaz. Nous avons vérifié à

l'aide d'un thermocouple fer-constantan, introduit à l'intérieur de la cellule grâce à des passages étanches, que l'indication lue sur le thermomètre était bien une mesure de la température du gaz. Lors de l'admission de celui-ci dans la cellule, détente qui se faisait très lentement à l'aide d'une microfuite, nous avons relevé des baisses de température, par rapport à la température ambiante de la pièce, de $0,3^{\circ}\text{C}$ environ, suivies de réchauffements relativement rapides du gaz à la température ambiante. Puis la température reste constante pendant plusieurs heures à $0,2 - 0,3^{\circ}\text{C}$. près. Nous avons donc admis que le thermomètre extérieur donnait la température du gaz à $0,3^{\circ}\text{C}$ près.

4°) - Schéma général de l'installation

L'ensemble de l'installation est représenté fig. 7.

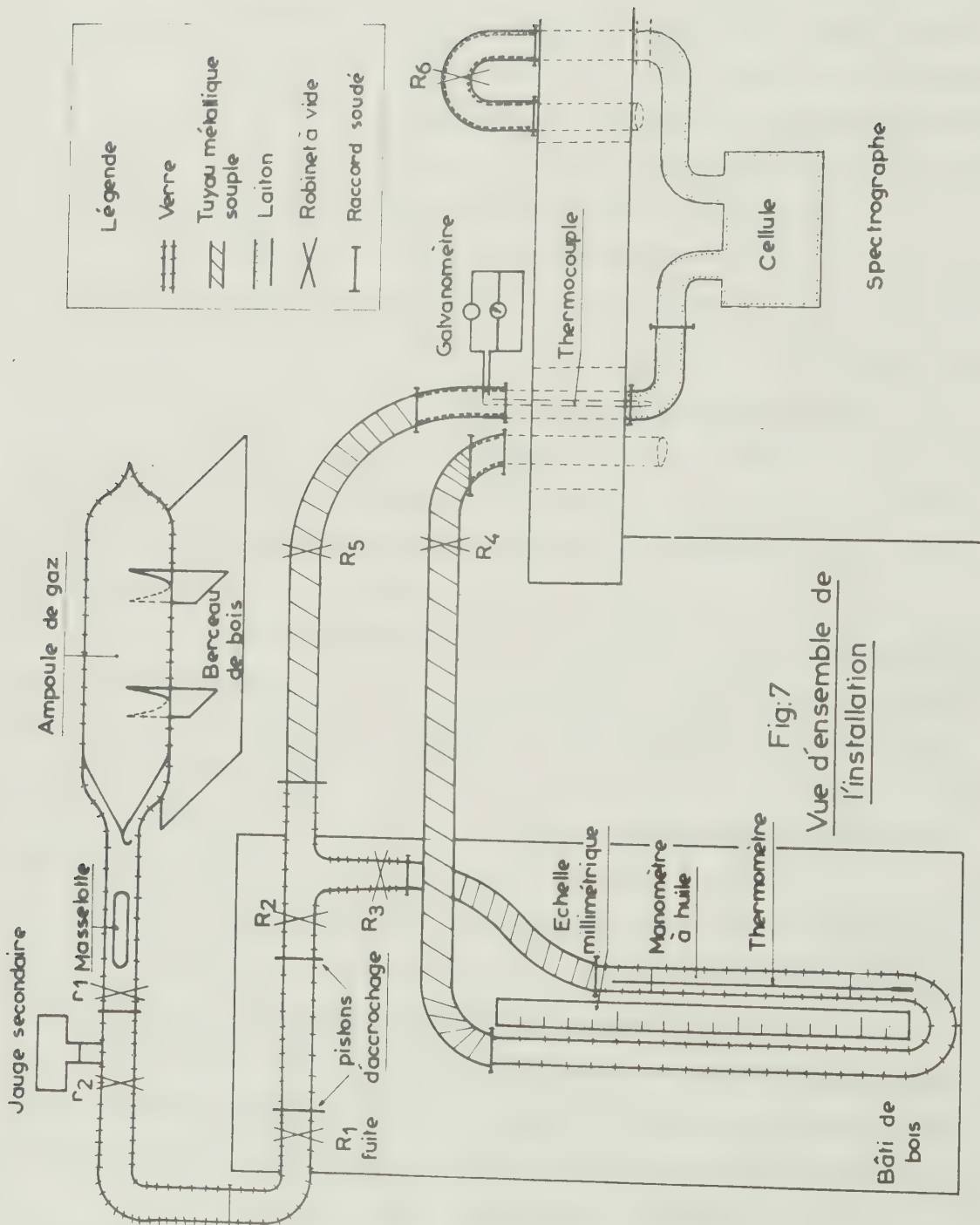
Les tuyaux initialement en caoutchouc à vide⁽⁴⁷⁾ ont été remplacés par des membranes métalliques souples dans un souci de propreté du gaz. Les multiples canalisations et robinets à vide sont rendus nécessaires par les différentes opérations exigées pour chaque expérience : pompage de la cellule et de l'installation jusqu'à la pointe scellée de l'ampoule, rupture sous vide de celle-ci, admission dans la cellule d'une masse donnée de gaz.

C - Etude du rayonnement diffusé

Nous avons entrepris avec cet appareillage une étude préliminaire du rayonnement diffusé dans le spectrographe en nous plaçant à un angle de Bragg voisin de 55° (fig. 8 et 9).

Avec un cristal de quartz taillé parallèlement au plan $(10\bar{1}0)$, la longueur d'onde moyenne étudiée est alors de 7000 uX . Nous avons enregistré et mesuré, avec et sans cellule, l'intensité du faisceau de rayons X reçu par le film dans les mêmes conditions de tension et de débit du tube, avec successivement :

- la lame de quartz $10\bar{1}0$ dans le porte cristal
- une lame de verre, d'état de surface aussi voisin que possible de celui du



quartz, à la place du cristal

- le porte-cristal vide.

Plusieurs clichés ont été effectués dans chaque cas.

Le Tableau III donne les densités optiques mesurées dans ces différentes conditions à 7000 uX. Les densités supérieures à 0,5 ont été obtenues en réduisant le temps de pose, de façon à rester dans les limites de linéarité du film DIFRAX.

TABLEAU III

Contribution du rayonnement diffusé au noircissement du film

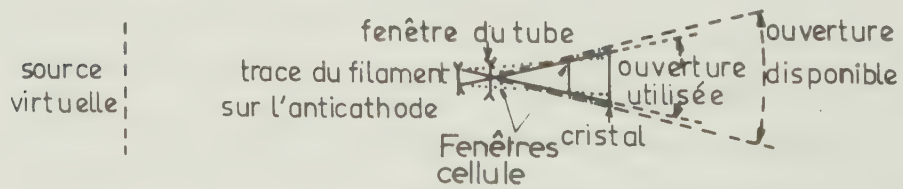
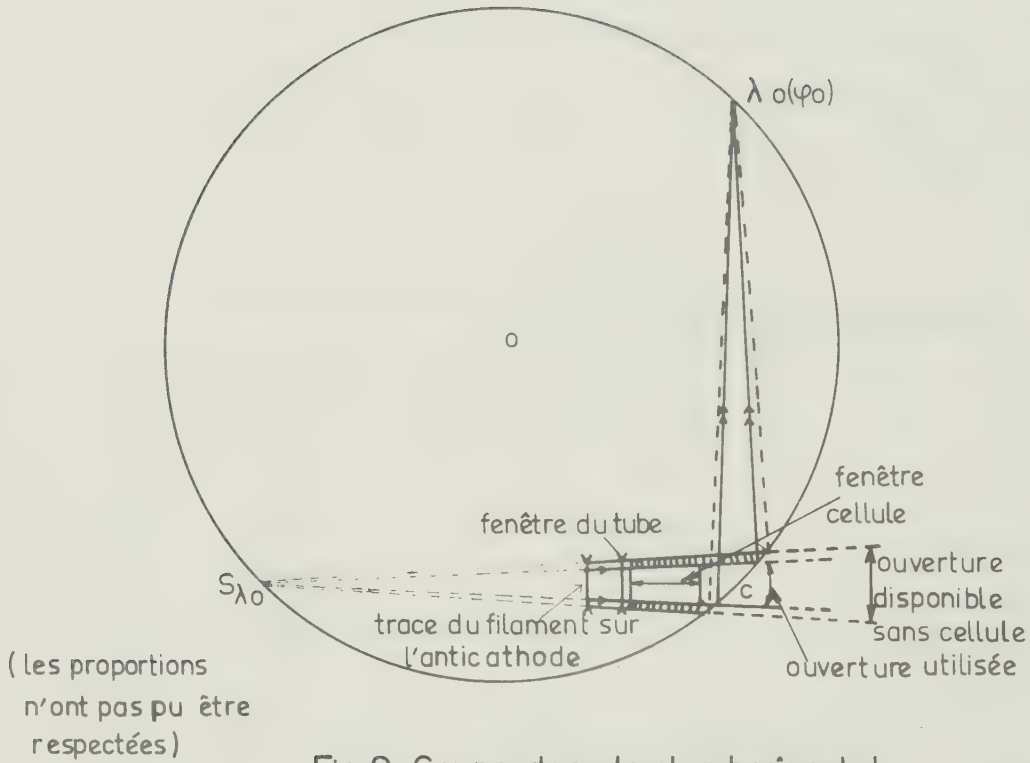
	I sans cellule	I avec cellule vide
quartz 1010	2,062	0,502
lame de verre	0,707	0,101
porte-cristal vide	0,398	0,02

L'examen de ces résultats entraîne les conclusions suivantes :

- En l'absence de la cellule, une grande quantité de rayonnement diffusé par l'appareillage atteint le film.

- la présence de la cellule ramène cette contribution à une valeur négligeable, la densité optique étant de l'ordre de grandeur du voile chimique du film.

- La présence dans le porte-cristal d'une lame de verre dont l'état de surface est voisin de celui du quartz provoque la diffusion vers le film d'une quantité non négligeable de rayonnement X. Cette mesure donne une limite supérieure de l'intensité du rayonnement diffusé par le cristal vers le film et qui peut se superposer au rayonnement réfléchi sélectivement. Nous l'avons mesuré dans nos différents cas d'expérience (Voir paragraphe suivant de ce chapitre).



Nous avons également vérifié que le rôle du rayonnement de fluorescence émis par le gaz est négligeable. Ce rayonnement ne peut sortir de la cellule que dans la direction du cristal. Il n'atteint le film que si le réglage du cristal permet sa réflexion. Nous n'avons observé aucune raie de fluorescence ; les valeurs peu élevées du rendement de fluorescence K du néon et de l'argon, L du krypton et du xénon, la masse peu importante de gaz et le faible angle solide utile expliquent ce fait, compte tenu du caractère isotrope de l'émission du rayonnement caractéristique.

Le rayonnement diffusé par le gaz de façon cohérente vers l'avant dans l'angle solide utile peut être réfléchi par le cristal et atteindre le détecteur ainsi que le rayonnement Compton diffusé dans le domaine d'énergie couvert par le film. Or, on sait que les effets de diffusion sont plus marqués pour les faibles angles de diffusion. Une grande partie de ce rayonnement risque donc d'atteindre le film. Mais nous avons vu au chapitre I que la section efficace totale de diffusion est négligeable devant la section efficace d'absorption photoélectrique. Cette section efficace totale, que l'on obtient par sommation angulaire de la section efficace différentielle, permet de déterminer une limite supérieure du rayonnement diffusé vers l'avant. La contribution du rayonnement diffusé par le gaz au noircissement du film peut donc être négligé. Remarquons d'ailleurs que, dans l'hypothèse où tout le rayonnement ainsi diffusé atteindrait le film, nous aurions alors une mesure réelle du coefficient d'absorption photoélectrique, grandeur qui seule nous intéresse ici.

II - CONDITIONS EXPERIMENTALES D'ENREGISTREMENT DES CLICHES

Sur chaque cliché étaient enregistrées successivement :

- l'intensité I_0 reçue par le film en l'absence de gaz absorbant,
- l'intensité I transmise par le gaz, dans les mêmes conditions de tension et de débit,

- deux raies de référence permettant l'étalonnage en longueur d'onde.

Nous avons utilisé la tension la plus élevée possible, sans cependant exciter le second ordre d'aucune des longueurs d'onde reçues par le film. Les temps de pose étaient ajustés de telle sorte que les densités correspondant aux intensités I_0 et I fussent aussi voisines que possible. Ils ont varié de 15 min. à environ 100 heures, étalées sur plus d'une semaine.

Nous avons de plus déterminé, pour chaque domaine de longueur d'onde différents facteurs correctifs :

- la contribution du rayonnement diffusé par la lame cristalline a été déterminée en enregistrant un cliché dans les mêmes conditions de tension, de débit, de pression et de température que précédemment, avec un porte-cristal contenant une lame de verre comprenant plus de 80% de silice.

- la variation de l'intensité suivant la hauteur du faisceau réfléchi a été déterminée en enregistrant une raie ou un fond continu sur toute la hauteur du film. Nous avons ainsi déterminé un facteur correctif pour chaque position en hauteur sur le film.

- enfin, la courbure des raies entraîne un léger décalage de la position d'une longueur d'onde donnée sur le film en fonction de la hauteur où elle est enregistrée. Nous avons calculé avec précision la correction à appliquer.

Nous avons enregistré pour chaque domaine analysé quatre clichés en moyenne. Les angles de Bragg étaient calculés de façon à assurer le recouvrement des domaines de longueur d'onde analysés dans chaque position. Au total environ 600 clichés ont été réalisés.

Les Tableaux IV et V résument les conditions de nos expériences, d'une part pour l'analyse continue des spectres en dehors des discontinuités d'absorption, d'autre part pour l'étude des discontinuités d'absorption simples et multiples.

TABLEAU IV

CAS DES COURBES CONTINUES D'ABSORPTION

Domaine de longueur d'onde exploré (uX)	Système réticulaire utilisé	Dispersion pour les longueurs d'onde indiquées				Raies de référence
		uX/mm		eV/mm		
		pos ⊥	pos //	pos ⊥	pos //	
1500-2500	Quartz (0001)	15,7	5,2	86,1	10,2	Kα ₁ α ₂ β ₁ de Cr-V-Fe en 1er ordre
2100-4500	Quartz (1120)	20,7	3,9	58,0	2,4	Kα ₁ α ₂ β ₁ de Cr-V-Ti La ₁ α ₂ β ₁ de Sn-Ag-Pd en 1er ordre
4000-7600	Quartz (1010)	31,8	7,6	24,6	1,6	La ₁ α ₂ β ₁ de Nb à Ag en 1er et 2ème ordres
7000-13500	Gypse (010)	58,2	6,8	14,7	0,94	La ₁ α ₂ β ₁ de Nb à Ag en 2ème et 3ème ordres Kα ₁ α ₂ de Cr-V-Ti en 4ème ordre
10000-15000	Mica (002)	68,1	26,0	8,4	1,43	La ₁ α ₂ β ₁ de Ru à Ag en 3ème ordre Kα ₁ α ₂ β ₁ de Ti-V-Cr en 5ème ordre

Les dispersions données en position perpendiculaire (⊥) correspondent à la limite inférieure dans le domaine indiqué, celles données en position tangentielle (//) à la limite supérieure.

TABLEAU V

CONDITIONS D'ETUDE DES DISCONTINUITES D'ABSORPTION

Gaz	Discontinuité d'absorption simple ou multiple	Système réticulaire utilisé	Dispersion		Raies de référence
			$\mu X/mm$	eV/mm	
Ne	K et K-L	Mica	38,9	2,4	Ti $K\alpha_1\alpha_2$ en 5ème ordre Ru $L\alpha_1\beta_1$ en 3ème ordre
A	K - M	Quartz(11 $\bar{2}$ 0)	7,7	6,4	Spectre $L\beta$ de Ag
Kr	L_I	Gypse	64,5	19,2	Sn $L\alpha_1\beta_1$ en 2ème ordre
	L_{II}	Gypse	56,7	13,7	Sn $L\alpha_1$ en 2e ordre
		Quartz(10 $\bar{1}$ 0)	10,8	2,6	Ag $L\beta_2$ " " Cr $K\alpha_1$ en 3ème ordre
Xe	L_{III} et L-N	Gypse	54,5	12,4	Sn $L\alpha_1$ en 2ème ordre
		Quartz(10 $\bar{1}$ 0)	9,7	2,2	Ag $L\beta_2$ en 2ème ordre
	L_I	Quartz(11 $\bar{2}$ 0)	19,3	46,5	V $K\alpha_1\beta_1$ en 1er ordre
		Quartz(0001)	8,8	21,1	
Xe	L_{II}	Quartz(11 $\bar{2}$ 0)	17,3	36,4	V $K\alpha_1\beta_1$ en 1er ordre
		Quartz(0001)	7,9	16,6	
	L_{III}	Quartz(11 $\bar{2}$ 0)	15,8	29,2	Ti $K\beta_1$ en 1er ordre
		Quartz(0001)	6,9	12,9	V-Ti $K\alpha_1$ " "
Xe	M_{III}	Gypse	16,4	1,14	Pd $L\alpha_1$ en 3e ordre Sn $L\beta_1$ en 4e ordre

Epaisseur de l'absorbant

Nous pouvons faire varier l'épaisseur du gaz par l'intermédiaire de la pression P pour une longueur x donnée, comme le rappelle la formule donnant l'épaisseur e de l'absorbant :

$$e_{g/cm^2} = x_{cm} \rho_0 \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T} \quad (2.8)$$

Le calcul d'erreur montrera que l'erreur sur μ/ρ est d'autant plus faible que la pression de gaz et la densité optique sont plus élevées, à condition de rester dans la plage de linéarité du film utilisé.

Deux cas sont à distinguer :

- Pour l'étude de l'absorption des gaz en dehors des discontinuités caractéristiques, nous avons utilisé des pressions de gaz déterminées par :

- la valeur probable du coefficient d'absorption estimée par une méthode semi-empirique,
- le temps de pose nécessaire à l'obtention de l'intensité I_0
- la précision relative, souhaitée aussi élevée que possible, sur la valeur de la pression.

Les pressions de gaz utilisées ont varié de 7 Torr (xénon à $14 \text{ \AA}$) à 100 Torr (néon vers $2 \text{ \AA}$)

- Pour l'étude des discontinuités d'absorption, nous avons fait varier la pression de façon systématique.

L'épaisseur donnant le contraste maximum pour le saut d'absorption proprement dit est donnée en principe par la formule de SANDSTROM^{"(49)}

$$e_{opt} = 2,3 \frac{\log(\mu/\rho)_2 - \log(\mu/\rho)_1}{(\mu/\rho)_2 - (\mu/\rho)_1} \quad (2.9)$$

avec $(\mu/\rho)_1$ = coefficient d'absorption du côté des grandes longueurs d'onde de la discontinuité

$(\mu/\rho)_2$ = coefficient d'absorption du côté des faibles longueurs d'onde de la discontinuité.

(2.9) s'écrit, pour une température de 20°C; par utilisation de (2.8) :

$$x_{\text{cm}} \cdot P_{\text{mm Hg}} = 1897 \frac{1}{\rho_0 \text{ g/cm}^3} \frac{\log(\mu/\rho)_2 - \log(\mu/\rho)_1}{(\mu/\rho)_2 - (\mu/\rho)_1} \quad (2.10)$$

En fait, pour une discontinuité présentant des raies de résonance à fort maximum d'absorption, il est nécessaire d'introduire une autre condition qui dépend de la plage de linéarité du film.

En effet, si l'on désigne par μ_1 et μ' les coefficients d'absorption minimum et maximum pour une discontinuité, et par d_1 et d' les densités optiques correspondantes, l'épaisseur x doit être choisie telle que d_1 et d' restent dans la partie linéaire de réponse du film. C. BONNELLE a ainsi obtenu⁽¹⁴⁶⁾ en désignant par C le rapport des densités optiques extrêmes situées dans cette partie linéaire :

$$e \leq 2,303 \frac{\log C}{\mu' - \mu_1} \quad (2.11)$$

Cette formule devient pour le film DIFRAX ($C \sim 10$)

$$e \leq \frac{2,303}{\mu' - \mu_1} \quad (2.12)$$

Elle s'écrit dans notre cas :

$$x_{\text{cm}} \cdot P_{\text{mm Hg}} \leq \frac{1878}{\rho_0 [\mu'/\rho - (\mu/\rho)_1]} \quad (2.13)$$

Enfin on sait que le pouvoir de résolution fini de tout spectrographe entraîne des déformations des raies de résonance et, entre autres, une atténuation sensible des maximums d'absorption lorsque l'épaisseur de l'absorbant augmente⁽⁵⁰⁾. Nous avons donc utilisé également des épaisseurs aussi minces que possible afin d'obtenir avec une précision suffisante la mesure absolue des coefficients d'absorption pour ces maximums.

Le Tableau VI donne les valeurs du produit xP pour les différentes discontinuités étudiées. Les valeurs de μ/ρ employées pour les calculs sont les valeurs déterminées expérimentalement par nous.

Les valeurs de ρ_0 sont les suivantes⁽⁵¹⁾:

$\rho_0 = 0,89990 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ pour le néon

$1,7837 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ pour l'argon

$3,733 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ pour le krypton

$5,887 \cdot 10^{-3}$ pour le xénon

On remarquera que la condition (2.13) est plus restrictive que (2.9) uniquement pour les discontinuités K du néon et de l'argon qui sont les seules à présenter des raies de résonance à fort maximum d'absorption. Rappelons d'ailleurs que nous n'avons pu utiliser le film DIFRAX pour la discontinuité K du néon.

III - DETERMINATION D'UN COEFFICIENT D'ABSORPTION et DISCUSSION DES ERREURS

L'étude de chaque cliché (cf. p. 26) comporte à la fois la détermination de la longueur d'onde associée aux points de l'enregistrement et le calcul des coefficients d'absorption correspondant.

Détermination des longueurs d'onde

Nous avons utilisé des formules du type de celle établie pour la première fois par HAGLUND⁽⁵²⁾. Elles sont différentes suivant la position respective des raies de référence et de la longueur d'onde cherchée d'une part, du point

TABLEAU VI

VALEUR DU PRODUIT $\alpha.P$ en cm.mm Hg

Gaz	Discontinuité étudiée	Valeur optimum théorique pour l'étude du saut d'absorption(2.9)	Valeur maximum dans le cas du Difrax (2.13)	Valeur minimum utilisée
Ne	K et K-L	235	140	57
A	K - M	782	344	237
Kr	L_I	56,7	930	30
	L_{II}	60	365	20 (gypse) 56 (q.1010)
	L_{III} et L-N	124	198	20 (gypse) 56 (q.1010)
Xe	L_I	182	2428	150
	L_{II}	199	1428	150
	L_{III}	342	737	150
	M_{III}	17,8	216	18

de tangence d'autre part. Elles varient également selon que le film est placé perpendiculairement au rayonnement ou tangentielllement au cylindre de focalisation.

La fig. 10 donne, dans un cas particulier (film perpendiculaire, extrapolation, longueur d'onde au point de tangence inférieure à celle des raies de référence) un exemple de formule.

Nous avons pris, pour les longueurs d'onde des raies de référence, les valeurs données par les Tables de Longueurs d'onde de Y. CAUCHOIS et H. HULUBEI (53). Les énergies correspondantes ont été calculées à l'aide du facteur de conversion utilisé par Y. CAUCHOIS pour l'établissement des Tables de niveaux⁽⁵⁴⁾ :

$$E.\lambda = 12370,49 \text{ keV} \cdot \text{uX}.$$

Calcul des coefficients d'absorption

La détermination du coefficient d'absorption pour une longueur d'onde donnée comportait les opérations suivantes :

- Mesure des densités d_0 et d (v. fig. 11)
- Mesure de la contribution du rayonnement diffusé, c'est à dire des corrections Δd_0 et Δd correspondantes, d'où l'on déduit les densités "réelles" d_{or} et d_r .
- Détermination du rapport I_0/I à l'aide de la caractéristique du film
- Application au rapport I_0/I du facteur de correction, lié à la position en hauteur, préalablement déterminé (cf. p. 42)
- Eventuellement, application du facteur d'ajustement des temps de pose
- Calcul de μ/ρ par introduction dans (2.1) de toutes les grandeurs mesurées.

Estimation de l'erreur maximum commise sur une mesure individuelle

- Erreur sur la longueur d'onde : le calcul de la position d'une longueur d'onde donnée sur une microphotographie effectué à l'aide de la formule (2.14) présente une incertitude liée à l'erreur sur la distance b entre les raies de référence; les autres termes n'introduisent pas d'erreur comparable.

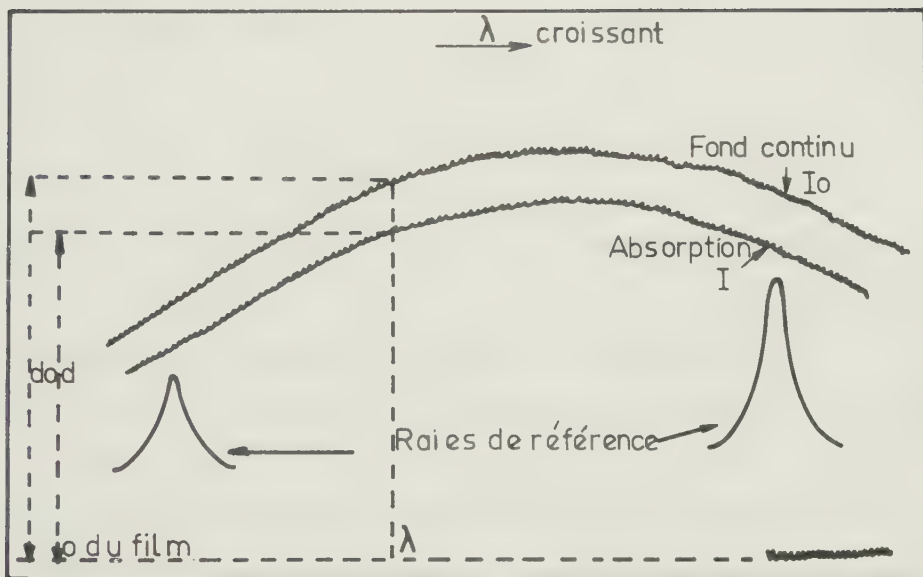


Fig:11 Aspect dun microphotogramme

L'erreur de mesure sur b est de l'ordre de $0,2 \text{ mm}$; suivant les valeurs de b , les cristaux et les grossissements utilisés, elle entraîne une incertitude sur la position a de la longueur d'onde de $0,1$ à $0,7 \text{ uX}$. Il faut également tenir compte de l'erreur de pointé de la valeur trouvée pour a , estimée à $0,1 \text{ mm}$. Suivant les domaines de longueur d'onde, l'erreur sur la longueur d'onde varie donc de $0,15$ à 1 uX .

- Détermination de l'incertitude sur une mesure individuelle de coefficient d'absorption :

Les erreurs possibles sont de deux types :

- erreurs systématiques dues au montage expérimental et à la méthode utilisée
- erreurs dues aux incertitudes sur les différents termes de la formule (2.1)

Erreurs systématiques

De telles erreurs pourraient se rattacher aux problèmes évoqués dans la description de la méthode expérimentale. Elles pourraient être dues, entre autres :

- à des rayonnements diffusés ou réémis par des parties de l'appareillage et pouvant atteindre le film
- à des conditions de réponse du système de détection sortant du domaine de linéarité (en I ou $\log I$)

Compte tenu des différents tests et contrôles effectués, les possibilités d'erreur systématique restent très faibles dans nos conditions d'expérience.

Erreurs dues aux incertitudes sur les mesures réalisées.

Par introduction dans (2.1) des masses spécifiques du mercure et de l'huile, on peut écrire :

$$\left| \frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho} \right| \ll \left| \frac{\Delta \rho_0}{\rho_0} + \frac{\Delta x}{x} + \left| \frac{\Delta \mu}{\mu} \right| + \left| \frac{\Delta \rho_{Hg}}{\rho_{Hg}} \right| + \left| \frac{\Delta \rho_{huile}}{\rho_{huile}} \right| + \left| \frac{\Delta T}{T} \right| + \left| \frac{\Delta T_0}{T_0} \right| + \left| \frac{\Delta(\log I_0 I)}{\log I_0/I} \right| \quad (2.15)$$

Erreur sur ρ_0 : les masses spécifiques du néon et de l'argon sont connues avec une incertitude $< 10^{-4}$, celles du krypton et du xénon avec une incertitude de l'ordre de 10^{-3} .

Erreur sur x : la longueur de la cellule peut être mesurée avec précision, mais il faut tenir compte, d'une part de l'erreur commise dans l'alignement de l'axe des fenêtres du tube avec l'axe tube-cristal, d'autre part de la déformation possible des fenêtres sous l'effet de la pression. Nous avons estimé l'épaisseur géométrique de l'absorbant connue à $\pm 0,3$ mm, ce qui, suivant la cellule, introduit des erreurs relatives allant de 10^{-2} à 5.10^{-3} , auxquelles il faut ajouter l'erreur relative de 10^{-3} due à la divergence du faisceau (cf. p. 32)

Erreur sur p : contribuent à cette erreur l'incertitude sur la lecture de la pression et celle introduite par d'éventuelles impuretés présentes dans le gaz.

La position du ménisque d'huile était déterminée à 0,25 mm. près. L'erreur absolue sur la pression était donc de 0,5 mm., entraînant suivant les domaines une erreur relative allant de 4.10^{-4} à 5.10^{-3} . Nous avons vu que la proportion des impuretés était de l'ordre, dans l'argon de 2.10^{-5} , dans le krypton et le xénon de 5.10^{-4} , et que dans le cas du néon, nous avons appliqué une correction à la lecture de la pression. L'erreur relative sur la pression variait donc entre 4.10^{-4} et $5,5.10^{-3}$.

Erreur sur ρ_{Hg} : La masse spécifique du mercure est donnée⁽⁵¹⁾ de dixième de degré en dixième de degré avec une erreur relative inférieure à 10^{-5} .

Erreur sur ρ_{huile} : l'erreur relative est de 10^{-3}

Erreur sur T : nous avons estimé à 0,3°C l'erreur absolue commise sur T (cf. p. 37) soit une erreur relative de 10^{-3} .

Erreur sur T_0 : Le zéro absolu est connu avec une incertitude de 0,01° C, c'est à dire avec une erreur relative de 4.10^{-5}

La somme de toutes les erreurs relatives, à l'exception de l'erreur sur le rapport des intensités I_0 et I , varie donc de 9.10^{-3} à 2.10^{-2} suivant les cas

Erreur sur la détermination du rapport I_0/I : L'incertitude sur le rapport I_0/I est due à plusieurs causes :

- Instabilités du débit et de la tension du tube
- Erreurs sur le temps d'enregistrement
 - la correction de diffusion
 - la correction de position en hauteur
 - les mesures de densité
- Stabilité de l'émission X : la haute tension était stabilisée à 2.10^{-4} , le débit à 10^{-3} , mais présentait pour des poses longues une légère dérive qu'il fallait corriger, et qui a pu introduire une erreur de quelques 10^{-3} sur l'intensité émise. G. SENEMAUD⁽⁴⁸⁾ l'avait estimée égale à 5.10^{-3} .
- Temps d'enregistrement : L'utilisation d'un châssis porte-film à volet mobile et ouverture automatique limitait à une fraction de seconde (1/5) l'erreur sur ce temps qui était au minimum de l'ordre de 1000 à 2000 secondes. Dans le cas le plus défavorable, l'erreur relative est de 2.10^{-4} .
- Correction de diffusion : l'incertitude sur la détermination de cette correction est en principe du second ordre. Mais on peut se poser la question de savoir si l'utilisation d'une lame de verre était valable dans tous les cas. Nous pensons que, pour les expériences faites avec des cristaux de quartz, la méthode fournit une bonne valeur de la contribution du rayonnement diffusé au noircissement du film ; il n'en est peut-être plus tout à fait de même dans le cas du gypse et du mica, mais il est très difficile d'évaluer l'erreur commise. Cette correction étant de l'ordre de quelques % nous ne pensons pas cependant que l'erreur puisse excéder - 1 ou 2%.
- Correction de position : Cette correction peut atteindre 4 à 5% et est déterminée avec une précision de l'ordre de 5% (erreur moyenne obtenue en général sur plusieurs déterminations). L'erreur relative introduite sur le rapport I_0/I était donc de l'ordre de 2.10^{-3} .

- Mesures des densités : Compte tenu de l'échelle en densité du coin optique utilisé de l'épaisseur du trait de l'enregistrement, de l'incertitude sur le voile du cliché (0 des densités), une densité optique de l'ordre de 0,4 - 0,5 (cas généralement réalisé sur nos clichés) peut être connue avec une incertitude de l'ordre de 0,008 (coin de 0,5) à 0,01 (coin de 0,1). L'erreur relative sur la densité est alors voisine de 2%, et sur le rapport d_0/d approximativement 4%.

Dans le cas du film DIFRAX, l'erreur relative totale sur I_0/I est voisine de 7%, ce qui entraîne pour $\frac{\Delta(\log I_0/I)}{\log I_0/I}$ une valeur comprise entre 8% -(densité de 0,4 - coin de 0,5) et 10% -(densité de 0,5 - coin de 1,0).

Dans le cas des films SA3 et DC3, l'incertitude sur γ (3% pour SA3, 7% sur DC3) entraîne des valeurs encore plus élevées.

L'addition à ces valeurs des autres contributions à l'erreur relative montre que la détermination d'une valeur de μ/ρ à partir d'un seul enregistrement est entachée, dans le cas du DIFRAX, d'une erreur relative qui varie selon les cas de 9 à 12 %.

La réalisation de plusieurs clichés et de nombreux enregistrements pour chaque domaine de longueur d'onde étudié nous a permis en fait, par utilisation de méthodes statistiques, de déterminer des erreurs quadratiques moyennes très inférieures à ces chiffres (voir chapitre suivant).

Les valeurs trouvées dans ce paragraphe pour les erreurs sur μ/ρ et λ ne concernent que les courbes donnant la variation continue et monotone de μ/ρ en fonction de λ . Les erreurs commises sur ces paramètres pour les raies de résonance et les discontinuités d'absorption seront discutées dans le Chapitre IV.

CHAPITRE III

COURBES CONTINUES D'ABSORPTION

La variation de la transmission de l'absorbant en fonction de la longueur d'onde a été enregistrée de manière continue entre 1,5 et 15 Å. Les courbes d'absorption correspondantes en ont été déduites en calculant le coefficient d'absorption toutes les 50 uX entre 1500 et 8000 uX et toutes les 100 uX entre 8000 et 15000 uX. La valeur du pas en énergie varie ainsi de 150 eV à 10 eV dans le premier cas, de 20 eV à 5 eV dans le deuxième cas.

Pour chaque domaine spectral, nous avons réalisé en moyenne 3 à 4 clichés, puis au moins 10 microphotogrammes par cliché, d'où au total 30 à 40 déterminations du coefficient d'absorption pour chaque longueur d'onde.

Le coefficient d'absorption moyen a été obtenu par application de la méthode des moindres carrés, d'abord aux résultats donnés par un cliché, puis à l'ensemble des valeurs données par tous les clichés. L'erreur quadratique moyenne est en général comprise entre 3 et 5 %. Elle est un peu plus élevée au-delà de 13000 uX par suite du nombre plus restreint de clichés effectués et de l'imprécision sur l'étalonnage des films utilisés dans ce domaine.

Nous présenterons successivement pour chaque gaz :

- un tableau de résultats comportant, pour chaque longueur d'onde de mesure, le coefficient massique d'absorption, l'erreur quadratique moyenne absolue $\Delta \mu/\rho$ et relative $(\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho})$, l'énergie E correspondante et la section efficace atomique de photoionisation calculée à l'aide de la formule (1.2) qui s'écrit ⁽⁵¹⁾ :

Pour le néon : $\sigma_{b/at} = 33,513 \mu/\rho \text{ cm}^2 / \text{g}$ (A = 20,83)

l'argon : $\sigma = 39,948 \mu/\rho$ (A = 39,948)

le krypton : $\sigma = 139,14 \mu/\rho$ (A = 83,80)

le xénon : $\sigma = 218,03 \mu/\rho$ (A = 131,30)

avec $N = 6,0225 \cdot 10^{23}$

- les courbes $\mu/\rho = f(\lambda)$ et leur comparaison avec les valeurs expérimentales éventuelles déterminées précédemment par d'autres expérimentateurs ;
- les courbes $\eta = \frac{(\mu/\rho)_{1/2 \text{ emp}} - (\mu/\rho)_{\text{exp}}}{(\mu/\rho)_{\text{exp}}}$ représentant l'écart en pourcentage entre les valeurs calculées par les différentes méthodes semi-empiriques et nos valeurs expérimentales ;
- la courbe expérimentale $\sigma = f(E)$ et la comparaison avec les valeurs théoriques ;
- la détermination des sauts d'absorption pour les discontinuités présentes dans notre domaine d'étude ;
- la détermination des forces d'oscillateur des couches atomiques concernées.

I - NEON

Les résultats sont portés tableau VII.

La fig. 12 représente la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde de 1500 à 15000 uX et la fig. 13 la région 1500-8000 uX à une échelle agrandie. (Les résultats de 2000 à 8000 uX avaient été exposés dans (1), (66)).

Nous y avons porté les résultats obtenus pour quelques émissions caractéristiques par COLWERT⁽⁵⁵⁾ ($\lambda < 2000$ uX), WOERNLE⁽⁵⁶⁾ (2000 à 10000 uX), A.J. BEARDEN⁽⁵⁷⁾ (1500 à 14500 uX) et HENKE⁽³³⁾ (entre 8300 et 16000 uX). Ces valeurs

TABLEAU VII - NEON

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ³ b/at	E eV
1500	19,5	0,8	4	0,654	8247,0
1550	21,4	1,1	5	0,717	7980,8
1600	23,6	1,2	5	0,791	7731,6
1650	25,9	1,1	4	0,868	7497,2
1700	28,3	1,5	5	0,948	7276,8
1750	30,9	1,5	5	1,04	7068,8
1800	33,4	1,1	3	1,12	6872,5
1850	36,2	1,4	4	1,21	6686,7
1900	39,3	1,9	5	1,32	6510,8
1950	42,8	1,7	4	1,43	6343,8
2000	45,5	1,4	3	1,52	6185,2
2050	49,2	1,8	4	1,65	6034,4
2100	57,8	1,6	3	1,94	5890,7
2150	63,2	1,7	3	2,12	5753,7
2200	69,9	1,9	3	2,34	5623,0
2250	74,7	2,2	3	2,50	5498,0
2300	79,6	2,3	3	2,67	5378,5
2350	81,1	2,4	3	2,72	5264,0
2400	85,2	2,4	3	2,86	5154,4
2450	91,5	4,2	5	3,07	5049,1
2500	96,4	4,5	5	3,23	4948,2
2550	102	3,0	3	3,42	4851,2
2600	108	3,2	3	3,62	4757,9
2650	114	5	4	3,82	4668,1
2700	120	4	3	4,02	4581,7

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ³ b/at	E eV
2750	127	5	4	4,26	4498,4
2800	136	5	4	4,56	4418,0
2850	145	6	4	4,86	4340,5
2900	152	5	3	5,09	4265,7
2950	161	5	3	5,40	4193,4
3000	170	6	4	5,70	4123,5
3050	180	7	4	6,03	4055,9
3100	186	7	4	6,23	3990,5
3150	195	6	3	6,54	3927,1
3200	204	6	3	6,84	3865,8
3250	212	7	4	7,10	3806,3
3300	223	7	3	7,47	3748,6
3350	230	7	3	7,71	3692,7
3400	236	9	4	7,91	3638,4
3450	243	10	4	8,14	3585,7
3500	250	11	4	8,38	3534,4
3550	258	11	4	8,65	3484,6
3600	270	9	4	9,05	3436,3
3650	283	8	3	9,48	3389,2
3700	294	12	4	9,85	3343,4
3750	300	13	4	10,05	3298,8
3800	311	15	5	10,42	3255,4
3850	319	13	4	10,69	3213,1
3900	338	10	3	11,33	3171,9
3950	353	12	3	11,83	3131,8

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ³ b/at	E eV
4000	368	15	4	12,33	3092,6
4050	374	17	5	12,53	3054,4
4100	386	14	4	12,94	3017,2
4150	401	16	4	13,44	2980,8
4200	419	14	4	14,04	2945,4
4250	431	21	5	14,44	2910,7
4300	446	17	4	14,95	2876,9
4350	459	13	3	1,54 10 ⁴	2843,8
4400	474	13	3	1,59	2811,5
4450	486	16	4	1,63	2780,0
4500	506	19	4	1,70	2749,0
4550	520	19	4	1,74	2718,8
4600	538	20	4	1,80	2689,2
4650	552	17	3	1,85	2660,3
4700	572	17	3	1,92	2632,0
4750	583	17	3	1,95	2604,3
4800	601	18	3	2,01	2577,2
4850	615	21	3	2,06	2550,6
4900	637	24	4	2,14	2524,6
4950	655	19	3	2,20	2499,1
5000	674	21	3	2,26	2474,1
5050	690	22	3	2,31	2449,6
5100	712	23	3	2,39	2425,6
5150	730	24	3	2,45	2402,0
5200	754	31	4	2,53	2378,9

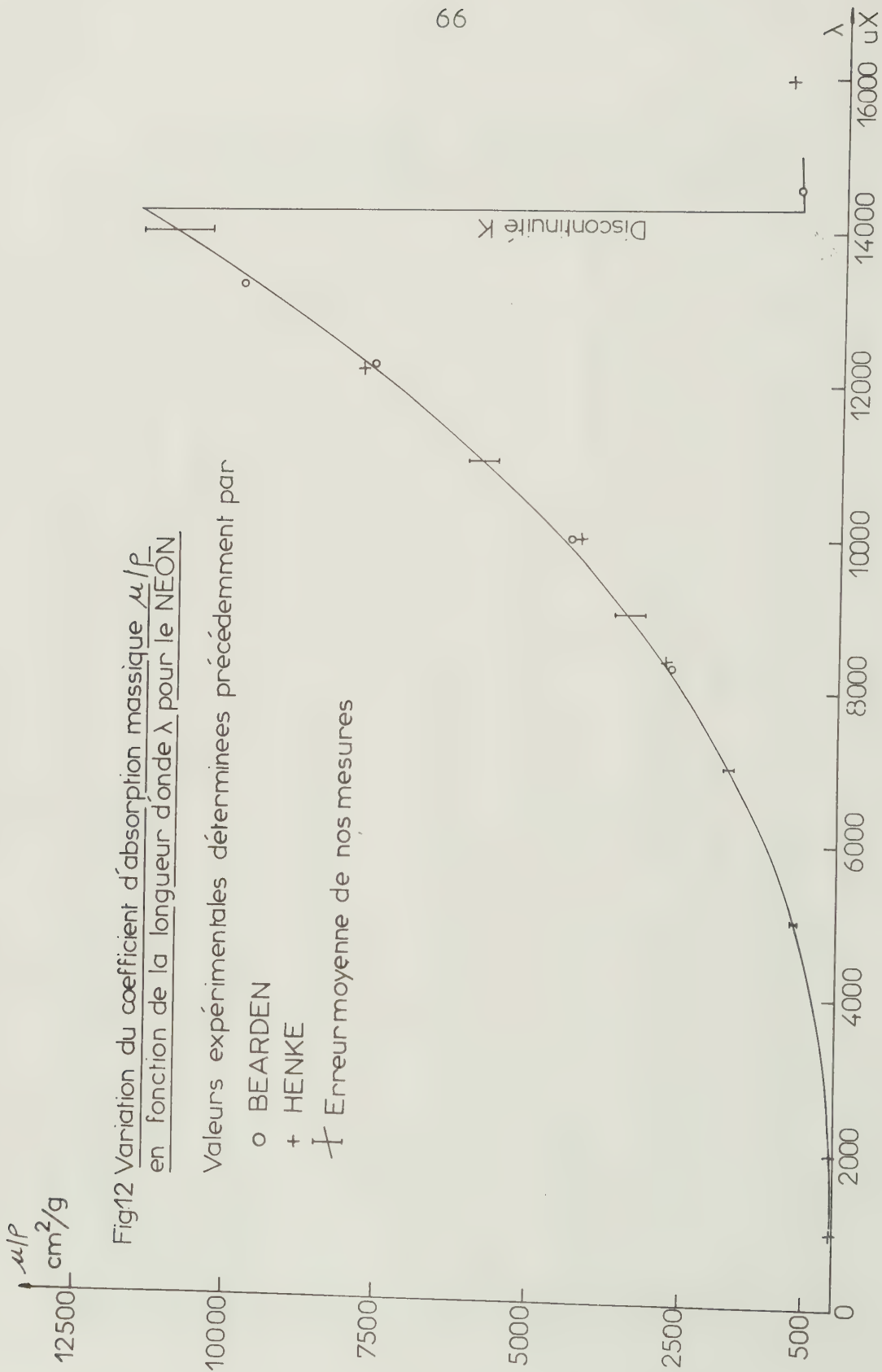
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁻⁴ b/at	E eV
5250	766	33	4	2,57	2356,3
5300	789	29	4	2,64	2334,1
5350	808	33	4	2,71	2312,2
5400	831	31	4	2,78	2290,8
5450	849	32	4	2,85	2269,8
5500	868	37	4	2,91	2249,2
5550	886	35	4	2,97	2228,9
5600	919	42	5	3,08	2209,0
5650	941	41	5	3,15	2189,5
5700	966	34	4	3,24	2170,3
5750	989	35	4	3,31	2151,4
5800	1016	33	3	3,40	2132,8
5850	1042	42	4	3,49	2114,6
5900	1070	44	4	3,59	2096,7
5950	1090	47	5	3,65	2079,1
6000	1119	37	4	3,75	2061,7
6050	1138	36	4	3,81	2044,7
6100	1166	38	4	3,91	2028,0
6150	1192	57	5	3,99	2011,5
6200	1235	54	4	4,14	1995,2
6250	1260	41	3	4,22	1979,3
6300	1287	51	4	4,31	1963,6
6350	1313	35	3	4,40	1948,1
6400	1338	54	4	4,48	1933,0
6450	1360	42	3	4,56	1917,9

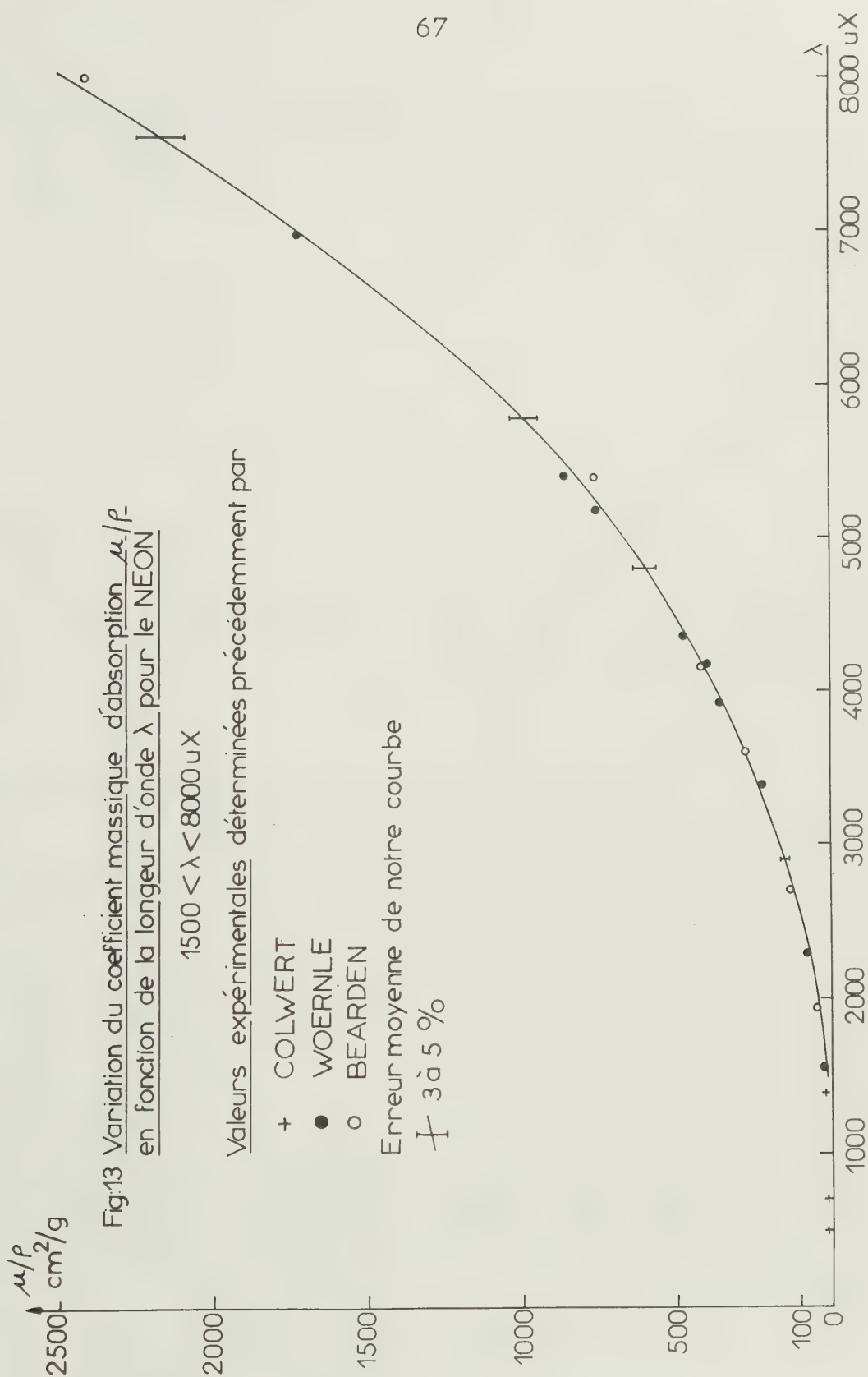
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at	E eV
6500	1392	52	4	4,67	1903,2
6550	1434	56	4	4,81	1888,6
6600	1472	54	4	4,93	1874,3
6650	1497	59	4	5,02	1860,2
6700	1527	53	4	5,12	1846,3
6750	1564	61	4	5,24	1832,7
6800	1590	57	4	5,33	1819,2
6850	1617	52	3	5,42	1805,9
6900	1645	46	3	5,51	1792,8
6950	1671	52	3	5,60	1779,9
7000	1712	51	3	5,74	1767,2
7050	1738	49	3	5,82	1754,7
7100	1782	64	4	5,97	1742,3
7150	1818	53	3	6,09	1730,1
7200	1843	71	4	6,18	1718,1
7250	1872	57	3	6,27	1706,3
7300	1908	64	3	6,39	1694,6
7350	1940	101	5	6,50	1683,1
7400	1965	105	5	6,59	1671,7
7450	1990	110	6	6,67	1660,5
7500	2050	130	7	6,87	1649,4
7550	2090	87	4	7,00	1638,5
7600	2129	81	4	7,13	1627,7
7650	2168	85	4	7,27	1617,1
7700	2208	83	4	7,40	1606,6

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^4 \sigma$ b/at	E eV
7750	2253	102	5	7,55	1596,2
7800	2270	150	7	7,61	1586,0
7850	2282	160	7	7,65	1575,9
7900	2394	147	6	8,02	1565,9
7950	2457	151	6	8,23	1556,0
8000	2530	133	5	8,48	1546,3
8100	2620	177	7	8,78	1527,2
8200	2715	158	6	0,910	1508,6
8300	2795	141	5	0,937	1490,4
8400	2842	117	4	0,952	1472,7
8500	2970	146	5	0,995	1455,4
8600	3060	152	5	1,03 10^5	1438,4
8700	3155	127	4	1,06	1421,9
8800	3240	133	4	1,09	1405,7
8900	3325	161	5	1,11	1389,9
9000	3445	197	6	1,15	1374,5
9100	3550	171	5	1,19	1359,4
9200	3660	152	4	1,23	1344,6
9300	3762	155	4	1,26	1330,2
9400	3877	191	5	1,30	1316,0
9500	3972	189	5	1,33	1302,2
9600	4078	234	6	1,37	1288,6
9700	4181	211	5	1,40	1275,3
9800	4283	183	4	1,44	1262,3
9900	4389	223	5	1,47	1249,5

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^5 \sigma$ b/at	E eV
10000	4498	187	4	1,51	1237,0
10100	4620	189	4	1,55	1224,8
10200	4762	231	5	1,60	1212,8
10300	4890	238	5	1,64	1201,0
10400	5022	196	4	1,68	1189,5
10500	5150	198	4	1,73	1178,1
10600	5280	167	3	1,77	1167,0
10700	5405	258	5	1,81	1156,1
10800	5550	174	3	1,86	1145,4
10900	5680	233	4	1,90	1134,9
11000	5815	225	4	1,95	1124,6
11100	5965	287	5	2,00	1114,5
11200	6112	233	4	2,05	1104,5
11300	6248	354	6	2,09	1094,7
11400	6395	264	4	2,14	1085,1
11500	6550	271	4	2,20	1075,7
11600	6698	211	3	2,24	1066,4
11700	6842	327	5	2,29	1057,3
11800	7005	297	4	2,35	1048,3
11900	7165	281	4	2,40	1039,5
12000	7325	323	5	2,45	1030,9
12100	7490	313	4	2,51	1022,4
12200	7670	371	5	2,57	1014,0
12300	7815	362	5	2,62	1005,7
12400	8005	331	4	2,68	997,6

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^5 \sigma$ b/at	E eV
12500	8175	398	5	2,74	989,6
12600	8360	402	5	2,80	981,8
12700	8520	437	5	2,86	974,1
12800	8695	361	4	2,71	966,4
12900	8875	437	5	2,97	959,0
13000	9048	477	5	3,03	951,6
13100	9236	375	4	3,10	944,3
13200	9422	388	4	3,16	937,2
13300	9610	497	5	3,22	930,1
13400	9807	508	5	3,29	923,2
13500	10008	523	5	3,35	916,3
13600	10205	517	5	3,42	909,6
13700	10400	584	6	3,49	903,0
13800	10603	543	5	3,55	896,4
13900	10802	687	7	3,62	890,0
14000	10985	633	6	3,68	883,6
14100	11130	588	5	3,73	877,3
14200	11550	642	6	3,87	871,2
14300	711	44	6	0,238	865,1
14400	722	38	5	0,242	859,1
14500	729	45	6	0,244	853,1
14600	738	44	6	0,247	847,3
14700	744	48	7	0,249	841,5
14800	755	44	6	0,253	835,8
14900	764	45	6	0,256	830,2
15000	773	46	6	0,259	824,7





sont en accord satisfaisant avec les nôtres, compte tenu des erreurs probables, et se placent bien dans le prolongement de notre courbe pour les longueurs d'onde inférieures à 1500 uX. Notons cependant que les valeurs de WOERNLE sont systématiquement un peu plus élevées que les nôtres.

Nous avons trouvé, entre 2000 et 8000 uX, une variation à peu près linéaire de $\log \mu/\rho$ en fonction de $\log \lambda$ et avons proposé la formule empirique suivante :

$$\mu/\rho \text{ cm}^2/\text{g} = (7,48 \pm 0,19) \lambda_{\text{\AA}}^{2,80 \pm 0,05} \quad 1,5 < \lambda < 8 \text{\AA}$$

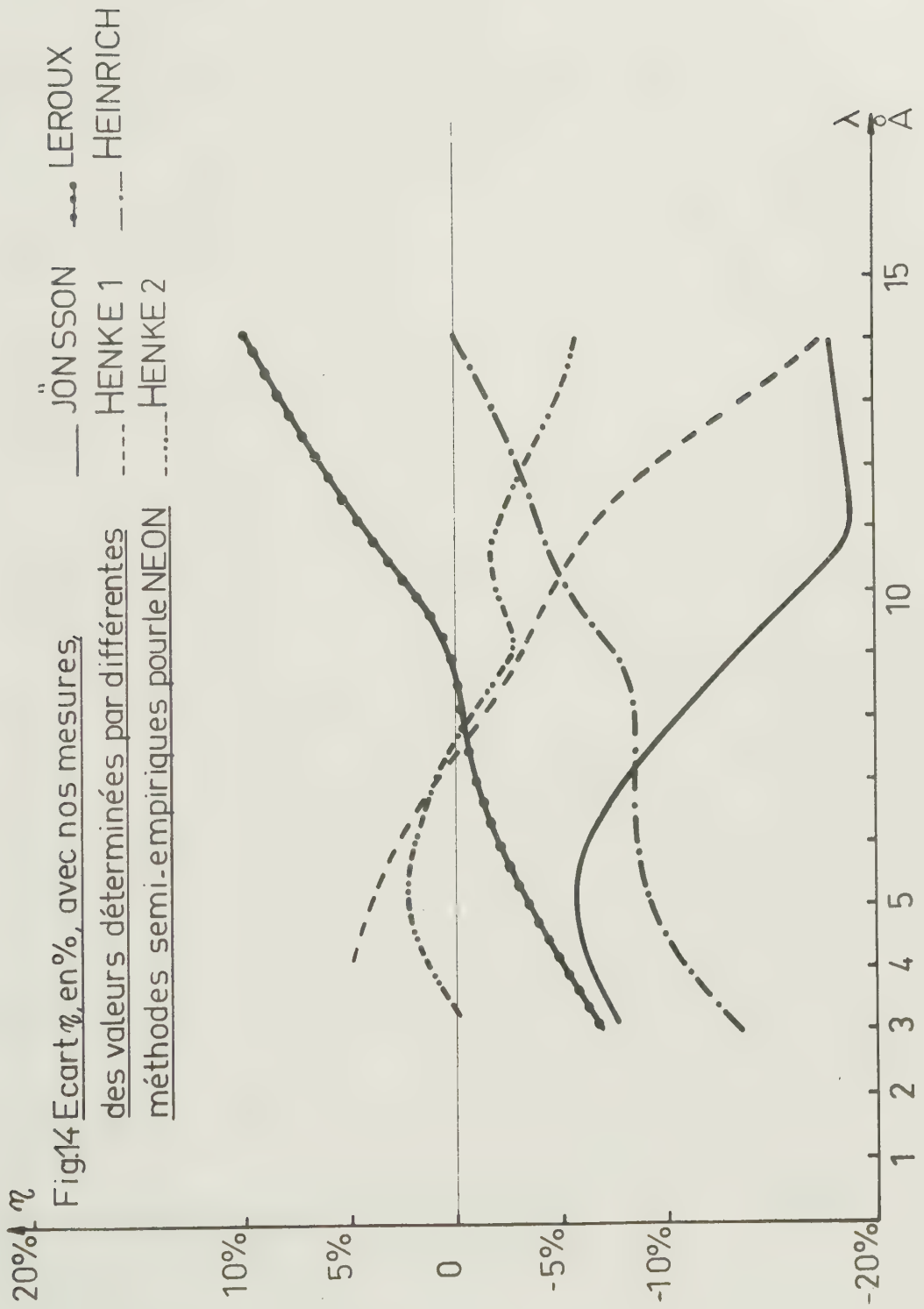
Entre 8000 et 15000 uX nous avons observé une légère diminution de la pente vers les plus grandes longueurs d'onde et il n'a pas paru possible de donner une seule expression valable, avec une précision satisfaisante, dans tout le domaine 1,5 - 15 $\text{\AA}$. Nous avons ainsi retenu :

$$\mu/\rho \text{ cm}^2/\text{g} = (7,94 \pm 0,18) \lambda_{\text{\AA}}^{2,75 \pm 0,07} \quad 8 < \lambda < 15 \text{\AA}$$

Ces expressions sont à comparer aux expressions semi-empiriques de LEROUX : $\mu/\rho = 6,9 \lambda^{2,83}$ et de HEINRICH : $\mu/\rho = 6,77 \lambda^{2,80}$.

La fig. 14 représente la variation de η pour les différentes méthodes semi-empiriques exposées au chapitre I.

Il apparait que la table récente de HENKE (H - 2) donne le meilleur accord avec nos mesures, mais une telle conclusion était facilement prévisible : il a en effet utilisé nos premières mesures entre 2 et 8 $\text{\AA}$ et les quelques points qu'il a lui-même déterminés entre 8 et 20 $\text{\AA}$ se trouvent en bon accord avec nos propres résultats. Cette figure montre que les méthodes de LEROUX, et à un degré moindre de HEINRICH, donnent des valeurs compatibles avec l'expérience à 10 % près, dans tout le domaine considéré. La méthode de JONSSON fournit des résultats moins bons.



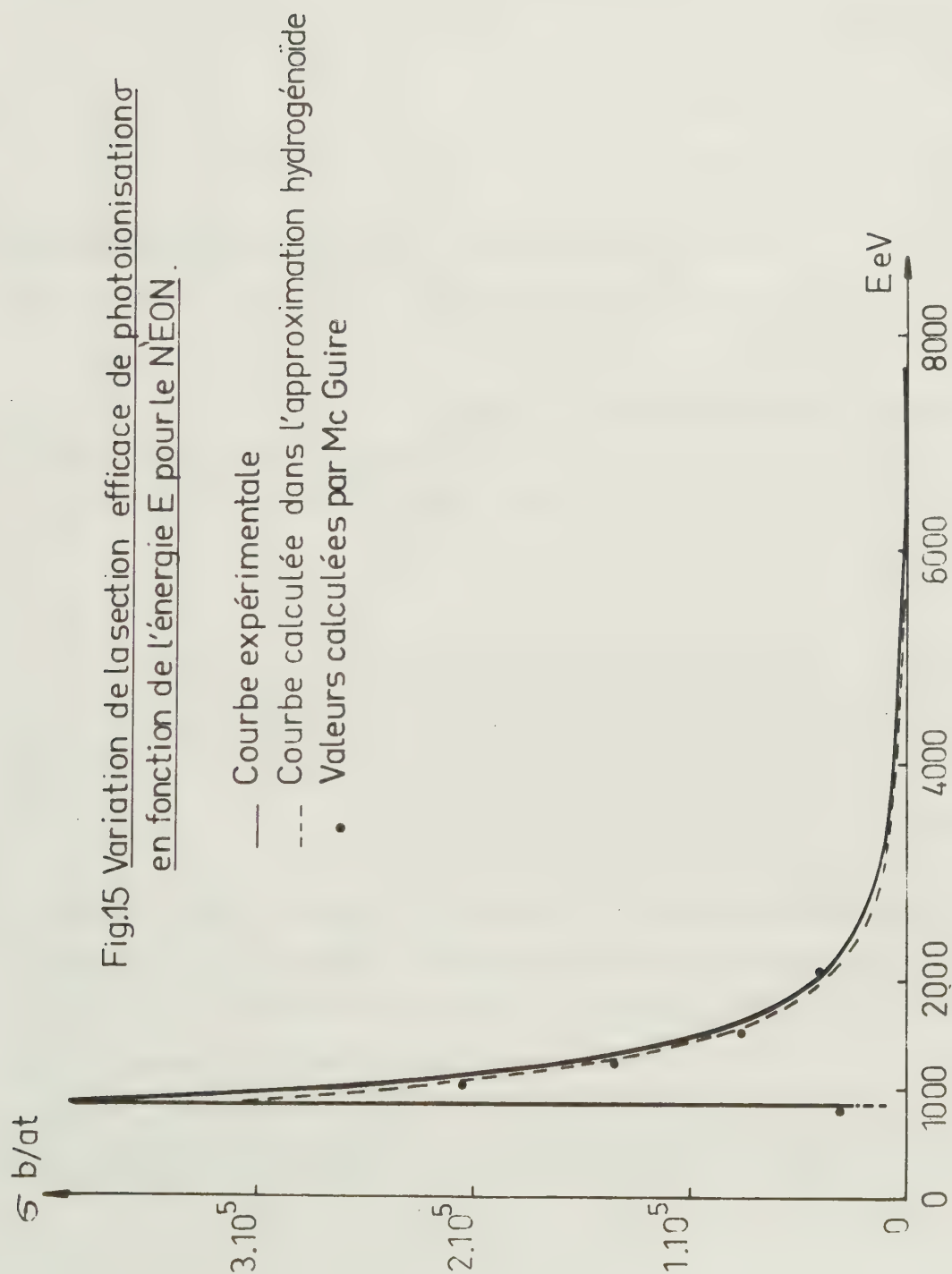
Nous avons calculé par la méthode de STOBEE (formules 1.9 à 1.14),
(14)
à l'aide des constantes d'écran calculées par DUNCANSON et COULSON, les valeurs de la section efficace de photoionisation des couches K et L. La fig. 15 représente la courbe obtenue en fonction de l'énergie, comparativement à la courbe expérimentale. Nous y avons également porté les valeurs calculées par Mc. GUIRRE⁽¹⁶⁾ dans l'approximation d'un champ central non coulombien.

On constate que la méthode de STOBEE donne des résultats systématiquement trop faibles, mais en accord assez satisfaisant avec les nôtres (écart inférieur à 10%) jusqu'à 12 Å environ ; l'écart croît ensuite pour atteindre plus de 20% à la limite d'absorption K. Ceci confirme que la méthode ne donne, au voisinage de la discontinuité, qu'une évaluation assez approximative de la section efficace de photoionisation ; le facteur correctif $f(x)$ (1.10) ne semble pas rendre très bien compte des effets de liaison. Notons également la différence entre la longueur d'onde théorique de la limite d'absorption K calculée dans l'approximation coulombienne (formule 1.9b) avec une valeur de la constante d'écran égale à 0,34 ($\lambda = 9,77$ Å) et la valeur expérimentale (14,3 Å).

Les valeurs théoriques pour la couche L sont en moins bon accord avec nos valeurs expérimentales ; ainsi au début de la branche L l'écart entre les valeurs théorique et expérimentale dépasse 60%. Remarquons également l'écart entre les valeurs calculées des limites d'absorption L ($\lambda_{L_I} = 105,86$ Å ; $\lambda_{L_{II,III}} = 109,87$ Å) (d'après les formules 1.11b et 1.13b) et les valeurs expérimentales (256 Å - 572,4 Å - 574,9 Å)⁽⁵⁸⁾.

La formule de STOBEE, bien qu'exagérant l'effet d'écran, est donc relativement satisfaisante pour la couche K ; pour la couche L, elle apparaît moins bonne pour le début de cette branche de la courbe d'absorption.

Les valeurs de Mc GUIRRE sont trop faibles pour la branche K, mais semblent plus voisines des nôtres pour la branche L. Les longueurs d'onde des limites d'absorption données par le potentiel de HERMAN et SKILLMAN (14,47 - 287 - 620 Å) sont assez proches des valeurs expérimentales.



Saut d'absorption K

Nous avons déterminé le saut d'absorption K en faisant le rapport des coefficients d'absorption de part et d'autre de la discontinuité et avons trouvé :

$$\delta_K = 16,3 \pm 0,5$$

Il n'existait encore, à notre connaissance, aucune mesure de ce saut.

La valeur trouvée par HENKE⁽³³⁾ à partir d'expressions analytiques plus ou moins empiriques est de 15,94 ; le rapport des énergies des niveaux K et L_I est voisin de 17,8.

Calcul de la force d'oscillateur de la couche K

Nous avons calculé la force d'oscillateur continue de la couche K à partir de la relation (1.25) en évaluant graphiquement, à l'aide de la fig. 16, l'intégrale I :

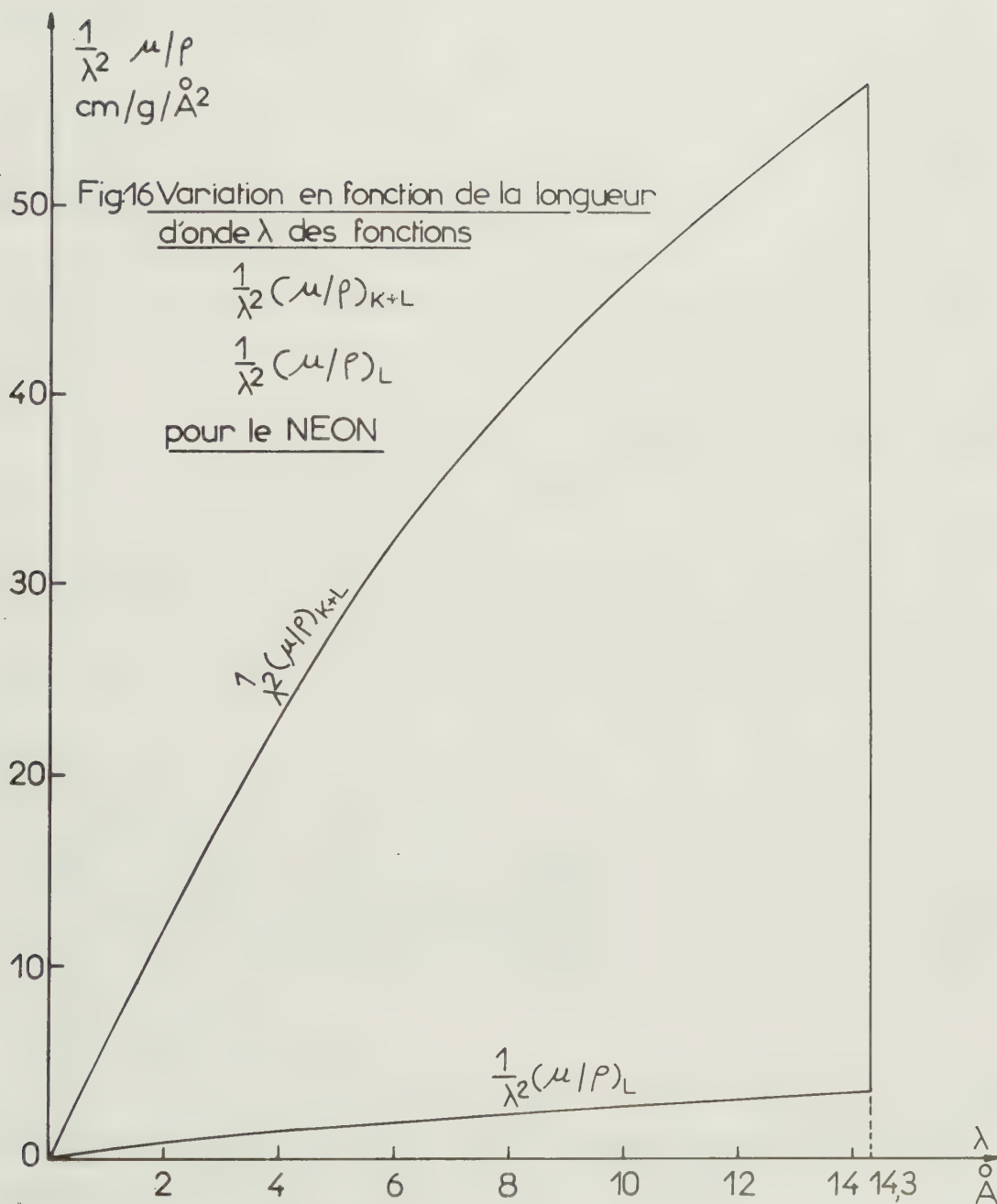
$$I = \int_0^{\lambda_K} \frac{1}{\lambda^2} (\mu/\rho)_K d\lambda$$

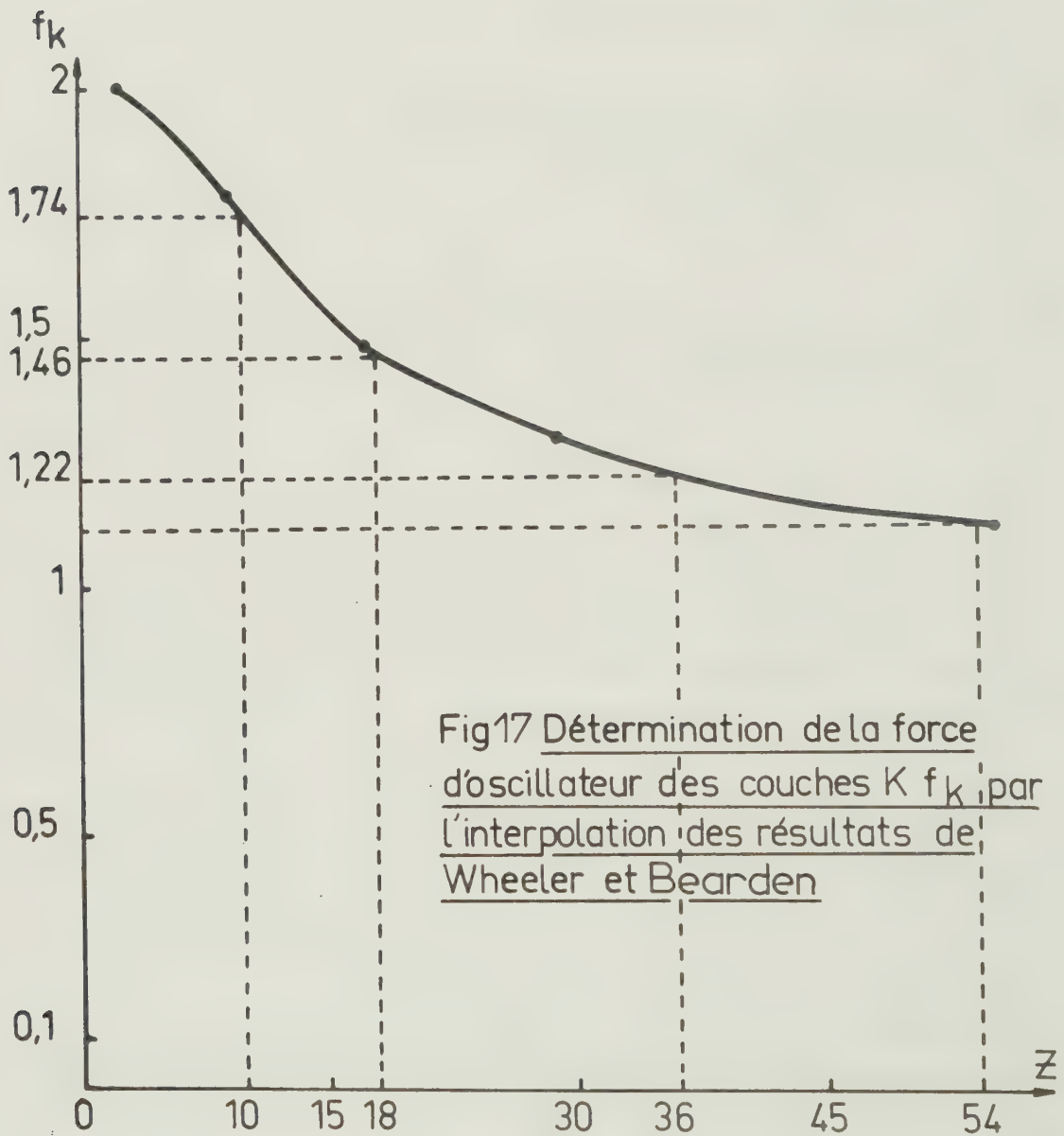
Nous avons extrapolé, pour les longueurs d'onde inférieures à λ_K , la courbe obtenue pour les longueurs d'onde supérieures, afin de soustraire la contribution des électrons L à l'absorption photoélectrique dans ce domaine. Nous avons trouvé : $I = 450 \text{ cm}^2/\text{g} / \text{\AA} \pm 18$, ce qui donne :

$$f_{Kc} = 1,71 \pm 0,07$$

La valeur théorique que nous avons calculée par la formule de HÖNL (1.27) est 1,69. L'interpolation des résultats de BEARDEN et WHEELER nous a donné (fig. 17) la valeur 1,74. L'accord est donc bon entre ces trois valeurs.

Pour obtenir la force d'oscillateur totale de la couche K, il faudrait ajouter à cette valeur celle de la force d'oscillateur "discrete". D'après les calculs de BEARDEN et WHEELER, elle doit être très faible. Notre étude de la struc-





ture fine de la discontinuité K (voir chapitre IV) nous a donné pour la transition $1s \rightarrow 3p$, une limite supérieure de $5,5 \cdot 10^{-3}$.

Force d'oscillateur totale

SAMSON⁽⁵⁹⁾, à partir de ses mesures de la section efficace de photoionisation⁽⁶⁰⁾ entre les discontinuités L_I et L_{III} et des mesures de TOMBOULIAN et EDERER⁽⁶¹⁾, pour les longueurs d'onde plus faibles, évalua à $7,59 \pm 0,38$ la contribution, à la force d'oscillateur totale de l'atome, des transitions de la couche L vers les états du continuum pour les longueurs d'onde supérieures à celles de la discontinuité K. Nous avons déterminé graphiquement leur contribution pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité K et avons trouvé : $0,15 \pm 0,02$. On aurait donc : $f_{Lc} = 7,59 + 0,15 = 7,74 \pm 0,40$.

COOPER⁽⁶²⁾ a calculé la force d'oscillateur des transitions discrètes pour les électrons L. Il a trouvé environ 0,3.

La somme de ces valeurs est donc :

$$f_{Kc} + f_{Lc} + f_{Ld} = 1,71 + 7,74 + 0,3 = 9,75 \pm 0,40$$

Ces résultats sont compatibles avec la règle de sommation qui prévoit 10 pour la force d'oscillateur totale de l'atome de néon.

II - ARGON

Les résultats pour l'argon sont donnés dans le tableau VIII.

La fig. 18 représente la variation du coefficient massique d'absorption en fonction de la longueur d'onde de 1500 à 15000 uX et la fig. 19 la branche K à plus grande échelle ($\lambda < 4000$ uX). Les résultats de 2000 à 8000 uX ont déjà été exposés dans (1), (66).

Nous y avons porté les résultats obtenus à l'aide de quelques émissions caractéristiques par COLWERT⁽⁵⁵⁾ ($\lambda < 2000$ uX), SPENCER⁽⁶³⁾ (entre 1500 et 7000 uX), WOERNLE⁽⁵⁶⁾ (entre 2000 et 10000 uX), A.J. BEARDEN^(57,64) (mesurés en deux séries d'expérience entre 1500 et 14500 uX), LUKIRSKII et al⁽⁶⁵⁾ (entre 4000 et

TABLEAU VIII - ARGON

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
1500	111	5	4	0,736
1550	123	7	5	0,816
1600	135	6	5	0,895
1650	149	11	7	0,988
1700	163	10	6	1,08
1750	179	8	4	1,19
1800	193	9	5	1,28
1850	207	11	6	1,37
1900	222	10	5	1,47
1950	235	10	4	1,56
2000	248	13	5	1,65
2050	258	13	5	1,71
2100	289	15	5	1,92
2150	302	17	6	2,00
2200	320	12	4	2,12
2250	347	20	6	2,30
2300	362	17	5	2,40
2350	374	17	5	2,48
2400	409	20	5	2,71
2450	432	22	5	2,87
2500	448	27	6	2,97
2550	480	27	5	3,18
2600	510	36	6	3,38
2650	546	39	7	3,62

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
2700	560	41	7	3,71
2750	592	32	5	3,93
2800	617	32	5	4,09
2850	639	27	4	4,24
2900	662	21	3	4,39
2950	688	29	4	4,56
3000	735	22	3	4,88
3050	790	33	4	5,24
3100	813	34	4	5,39
3150	831	35	4	5,51
3200	878	36	4	5,82
3250	938	30	3	6,22
3300	973	35	4	6,45
3350	1008	34	3	6,69
3400	1049	35	3	6,96
3450	1089	36	3	7,22
3500	1119	42	4	7,42
3550	1165	45	4	7,73
3600	1192	38	3	7,91
3650	1262	37	3	8,37
3700	1295	33	3	8,59
3750	1340	50	4	8,89
3800	1372	38	3	9,10
3850	1413	54	4	9,37
3859	1456	57	4	9,88

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
3870	146	7	5	0,968
3900	151	5	3	1,00
3950	153	6	4	1,01
4000	156	10	7	1,03
4050	160	11	7	1,06
4100	172	6	3	1,14
4150	179	8	5	1,19
4200	183	7	4	1,21
4250	191	8	4	1,27
4300	198	8	4	1,31
4350	203	8	4	1,35
4400	206	10	5	1,37
4450	212	9	4	1,41
4500	219	8	4	1,45
4550	227	9	4	1,51
4600	232	8	3	1,54
4650	238	10	4	1,58
4700	245	8	3	1,63
4750	247	9	4	1,64
4800	251	9	4	1,66
4850	257	12	5	1,70
4900	264	10	4	1,75
4950	272	11	4	1,80
5000	286	9	3	1,90
5050	295	11	4	1,96

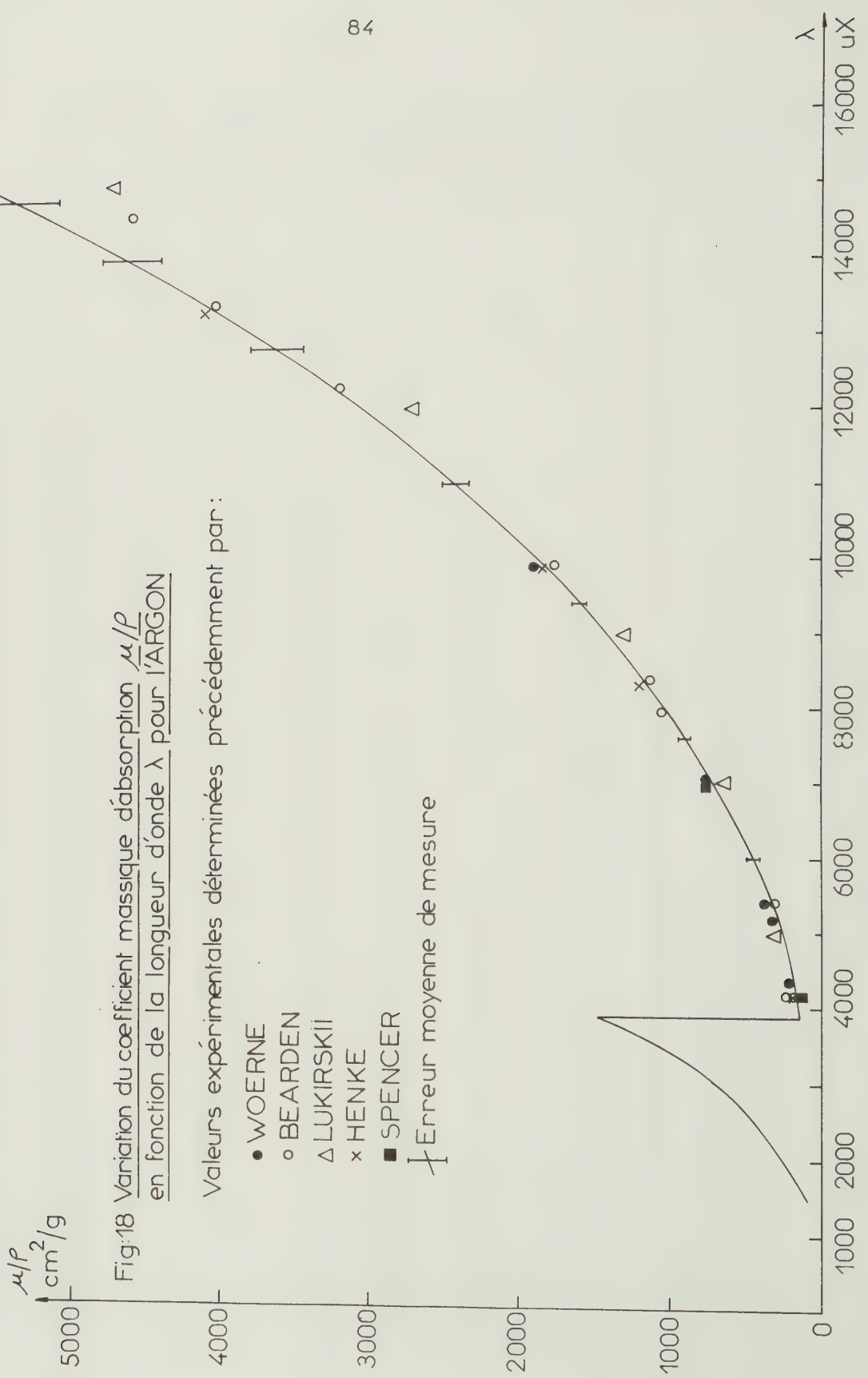
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
5150	306	12	4	2,03
5200	308	15	5	2,04
5250	310	14	5	2,06
5300	312	13	4	2,07
5350	316	15	5	2,10
5400	320	14	5	2,12
5450	328	16	5	2,18
5500	339	16	5	2,25
5550	343	15	5	2,28
5600	353	12	4	2,34
5650	360	13	4	2,39
5700	374	15	4	2,48
5750	390	14	4	2,59
5800	407	17	4	2,70
5850	426	18	4	2,83
5900	434	22	5	2,88
5950	439	18	4	2,91
6000	445	19	4	2,95
6050	459	25	5	3,04
6100	472	29	6	3,13
6150	486	21	4	3,22
6200	504	28	6	3,34
6250	518	30	6	3,44
6300	525	29	5	3,48
6350	541	26	5	3,59

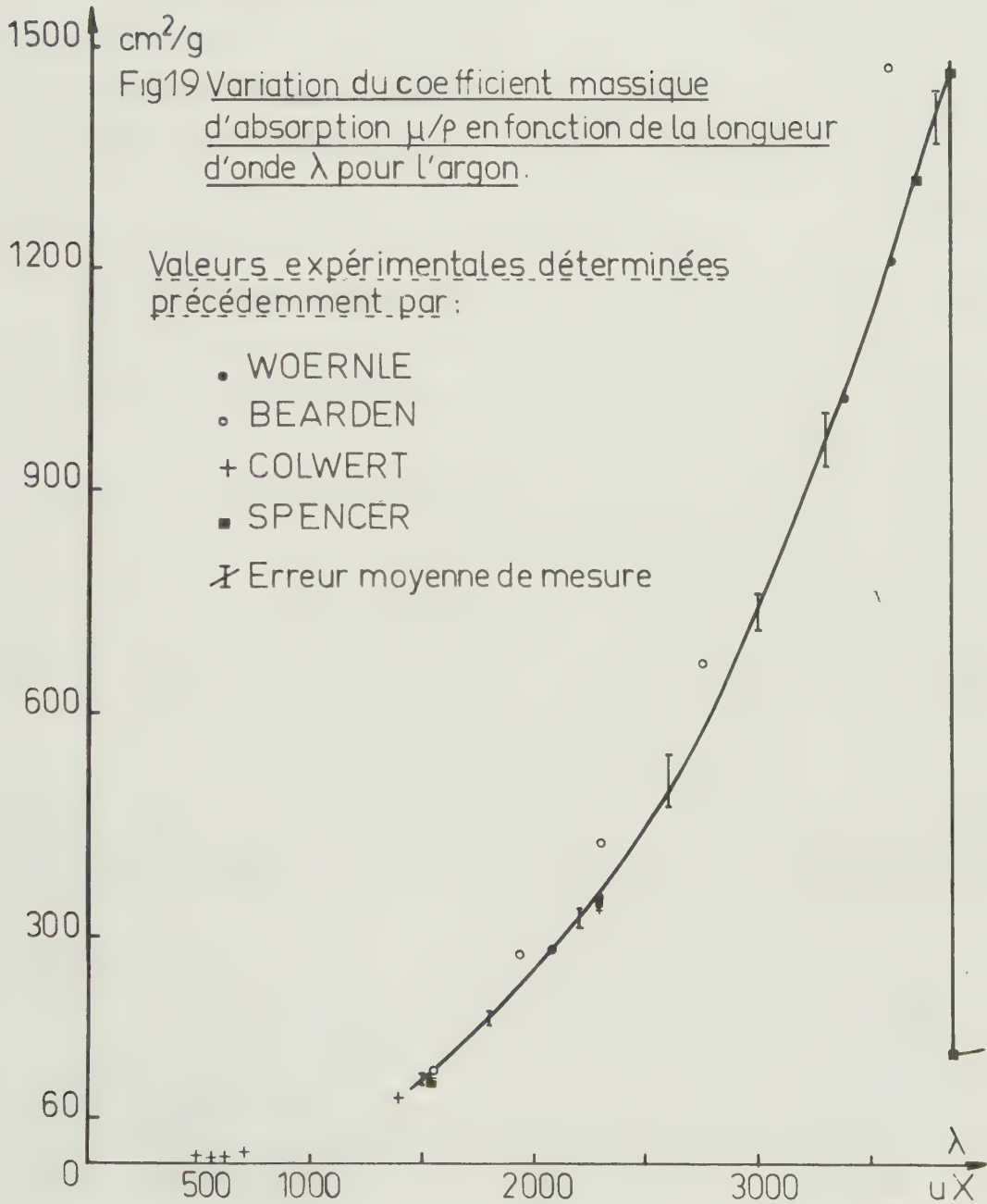
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
6400	557	24	5	3,69
6450	564	34	6	3,74
6500	569	35	5	3,77
6550	575	25	5	3,81
6600	589	34	5	3,91
6650	608	30	5	4,03
6700	630	30	5	4,18
6750	632	28	5	4,19
6800	658	38	6	4,36
6850	670	35	5	4,44
6900	697	28	4	4,62
6950	712	23	3	4,72
7000	726	30	4	4,82
7050	739	24	3	4,90
7100	750	32	4	4,97
7150	766	38	5	5,08
7200	781	24	3	5,18
7250	795	39	5	5,27
7300	813	34	4	5,39
7350	830	35	4	5,51
7400	840	45	6	5,57
7450	860	45	6	5,70
7500	890	43	5	5,90
7550	909	75	8	6,03
7600	921	40	4	6,11

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁴ b/at
7650	933	33	4	6,19
7700	955	37	4	6,33
7750	961	55	6	6,37
7800	971	50	5	6,44
7850	1004	60	6	6,66
7900	1011	70	7	6,71
7950	1020	61	6	6,77
8000	1030	52	5	6,83
8100	1062	54	5	7,04
8200	1105	48	4	7,33
8300	1140	57	5	7,56
8400	1162	47	4	7,71
8500	1203	62	5	7,98
8600	1238	48	4	8,21
8700	1279	63	5	8,48
8800	1311	61	5	8,70
8900	1360	55	4	9,02
9000	1404	41	3	9,31
9100	1455	58	4	9,65
9200	1503	62	4	0,997 10 ⁵
9300	1541	67	5	1,02
9400	1585	53	3	1,05
9500	1626	68	4	1,08
9600	1672	52	3	1,11
9700	1720	72	4	1,14
9800	1776	71	4	1,18

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
9900	1820	88	5	1,21
10000	1875	86	5	1,24
10100	1931	61	3	1,28
10200	1975	77	4	1,31
10300	2025	81	4	1,34
10400	2082	98	5	1,38
10500	2140	64	3	1,42
10600	2195	88	4	1,46
10700	2254	86	4	1,50
10800	2312	89	4	1,53
10900	2368	102	5	1,57
11000	2422	80	3	1,61
11100	2480	104	4	1,65
11200	2536	101	4	1,68
11300	2601	118	5	1,73
11400	2663	82	3	1,77
11500	2735	110	4	1,81
11600	2794	127	5	1,85
11700	2850	137	5	1,89
11800	2902	121	4	1,92
11900	2972	117	4	1,97
12000	3040	148	5	2,02
12100	3119	151	5	2,07
12200	3183	127	4	2,11
12300	3258	101	3	2,16
12400	3335	132	4	2,21

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^5 \sigma$ b/at
12500	3401	99	3	2,26
12600	3479	141	4	2,31
12700	3555	157	5	2,36
12800	3618	178	5	2,40
12900	3711	179	5	2,46
13000	3799	181	5	2,52
13100	3860	157	4	2,56
13200	3945	188	5	2,62
13300	4031	220	6	2,67
13400	4107	201	5	2,72
13500	4195	168	4	2,78
13600	4275	210	5	2,84
13700	4358	241	6	2,89
13800	4445	181	4	2,95
13900	4538	287	7	3,01
14000	4595	208	5	3,05
14100	4701	271	6	3,12
14200	4790	298	7	3,18
14300	4880	232	5	3,24
14400	4960	297	6	3,29
14500	5060	303	6	3,36
14600	5188	272	5	3,44
14700	5287	318	7	3,51
14800	5410	305	6	3,59
14900	5488	315	6	3,64
15000	5581	281	5	3,70





15000 uX) et HENKE ⁽³³⁾ (entre 8300 et 16000 uX).

Les valeurs de COLWERT, de SPENCER et de HENKE, sont en bon accord avec les nôtres, ainsi que celles de WOERNLE qui sont cependant systématiquement un peu plus élevées, comme dans le cas du néon. Les valeurs de BEARDEN pour $\lambda < 4145$ uX sont nettement plus élevées que les nôtres, l'écart variant de 12 à 20 %. L'accord est meilleur entre nos résultats et sa deuxième série de valeurs ($\lambda > 4145$ uX) à l'exception de sa mesure pour la raie $L\alpha$ du nickel ($14,566 \text{ \AA}$) inférieure de plus de 10 %. Mais ses deux déterminations pour la raie $L\alpha_1$ de l'argent (4145 uX) présentent entre elles un écart de 15 %. Il semble donc que ses premières mesures pour l'argon soient entachées d'une erreur systématique, liée peut-être à d'éventuelles impuretés présentes dans le gaz. Les valeurs de LUKIRSKII sont systématiquement inférieures aux nôtres. L'écart, faible à $4 \text{ \AA}$ (3 %), croît ensuite pour atteindre 15 % à $15 \text{ \AA}$.

La variation de $\log \mu/\rho$ en fonction de λ est linéaire et nous a permis de déterminer pour les deux branches de courbe les formules empiriques données tableau IX, où sont rassemblées également les formules déjà proposées par d'autres expérimentateurs.

TABLEAU IX
Formules empiriques pour l'argon $\mu/\rho = f(\lambda)$

Expérimentateurs	$\lambda < \lambda_K = 3,87 \text{ \AA}$	$\lambda > \lambda_K$
l'auteur	$(36,8 \pm 1,7) \lambda_{\text{A}}^{2,75 \pm 0,05}$	$(3,72 \pm 0,12) \lambda_{\text{A}}^{2,70 \pm 0,05}$
WOERNLE ⁽⁵⁶⁾	$43,54 \lambda^{2,6}$	$3,86 \lambda^{2,7}$
SPENCER ⁽⁶³⁾	$33,9 \lambda^{2,79}$	$3,39 \lambda^{2,79}$
COLWERT ⁽⁵⁵⁾	$34,5 \lambda^{2,77}$	
LUKIRSKII ⁽⁶⁵⁾		$3,67 \lambda^{2,60}$
HEINRICH ⁽³⁵⁾	$36,9 \lambda^{2,75}$	$3,62 \lambda^{2,73}$
LEROUX ⁽³⁴⁾	$37,20 \lambda^{2,83}$	$4,08 \lambda^{2,6628}$

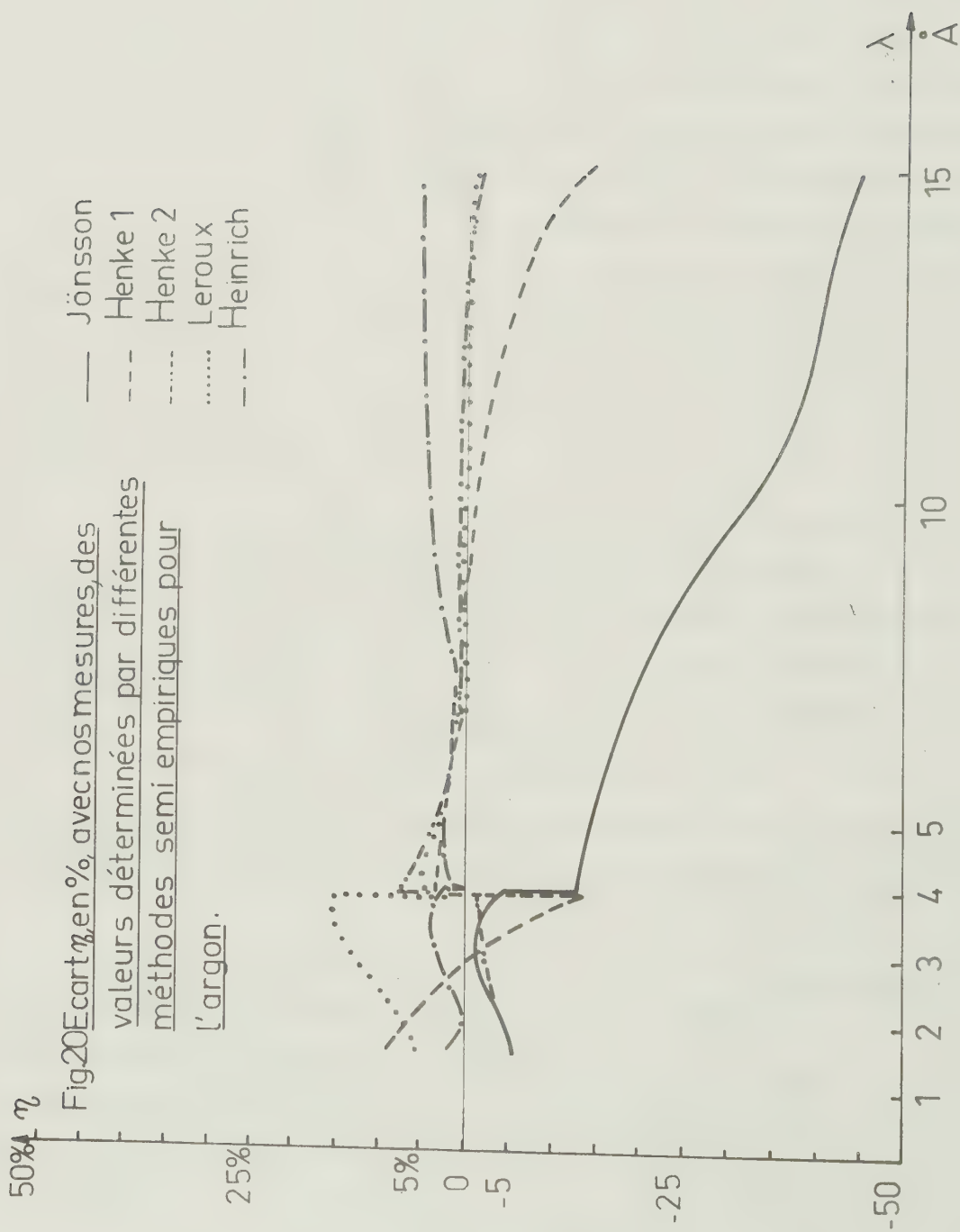
La fig. 20 représente la variation de γ pour les différentes méthodes semi-empiriques et les tables de HENKE. Elle montre que ce sont l'approximation de HEINRICH et les tables de HENKE qui donnent le meilleur accord avec nos résultats expérimentaux dans tout le domaine étudié (5% d'écart au maximum) ; on pouvait s'attendre à un tel résultat, puisque HENKE et HEINRICH ont utilisé nos premières mesures entre 2 et 8 Å. Les autres méthodes donnent aussi des résultats satisfaisants à l'exception de la méthode de JÖNSSON au-delà de la discontinuité K.

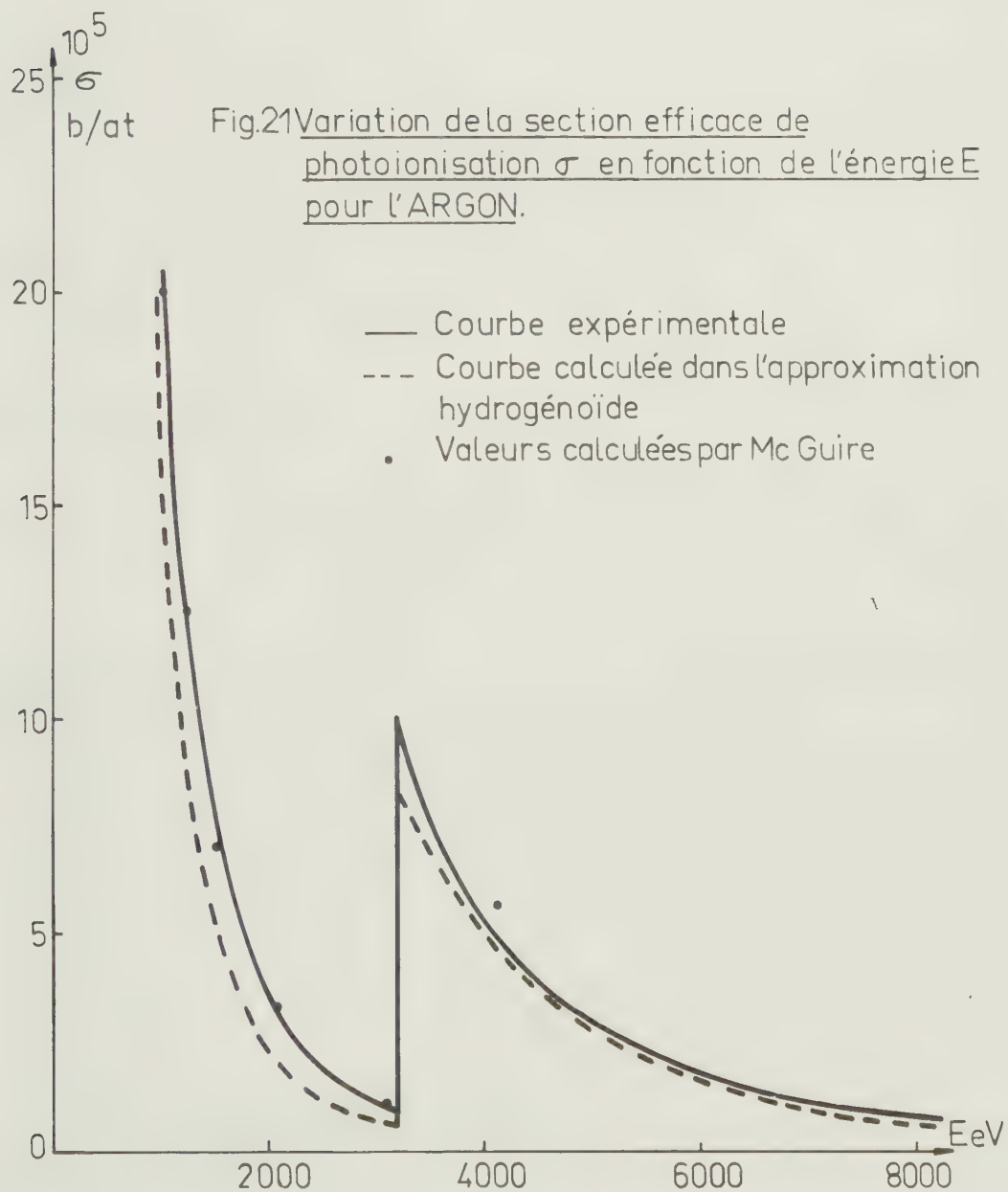
Nous avons porté fig. 21 les résultats de nos calculs de la section efficace de photoionisation des couches K et L effectués par la méthode de STOBBE avec écran, comparativement à nos mesures, ainsi que les valeurs calculées par Mc GUIRRE. Les conclusions sont les mêmes que dans le cas du néon : la formule de STOBBE pour la couche K est relativement satisfaisante, sauf au voisinage immédiat de la discontinuité ; elle est moins bonne pour la couche L.

Par contre, les valeurs de Mc GUIRRE pour la branche L sont très proches des nôtres. Sans en tirer une justification de cet accord, la concordance entre les longueurs d'onde des limites d'absorption L données par le potentiel de HERMAN et SKILLMAN ($\lambda_{L_I} = 39,8 \text{ Å} - \lambda_{L_{II,III}} = 50,1 \text{ Å}$) et les valeurs expérimentales ($\lambda_{L_I} = 43,2 \text{ Å}^{(65)} - \lambda_{L_{II}} = 50,18 \text{ Å} - \lambda_{L_{III}} = 50,59 \text{ Å}^{(54)}$) est à noter. Remarquons également que ces dernières sont très différentes des valeurs calculées dans l'approximation hydrogénoïde à l'aide des formules (1.11b et 1.13b) ($\lambda_{L_I} = 18,9 \text{ Å} - \lambda_{L_{II,III}} = 19,3 \text{ Å}$)

Saut d'absorption K

Nous avons trouvé ⁽⁶⁶⁾ une valeur de 9,97 pour le saut d'absorption K. Sa valeur avait déjà été déterminée par SPENCER(9,96) et WOERNLE(10,0). La valeur calculée par HENKE est de 9,34. Le rapport des énergies des niveaux K et L_I est voisin de 9,8.





Calcul de la force d'oscillateur de la couche K

Nous l'avons calculée de la même manière que dans le cas du néon. Nous avons trouvé (fig. 22)⁽⁶⁶⁾ :

$$f_{Kc} = 1,46 \pm 0,05$$

Par la méthode de HONL, nous avons calculé : $f_{Kc} = 1,45$ et d'après J.A. BEARDEN et WHEELER (fig. 17) : $f_{Kc} = 1,46$. Enfin, PLATZMAN et DURUP⁽⁶⁷⁾ ont établi une formule avec les mêmes hypothèses que HONL, mais par un procédé de calcul différent, qui leur a permis d'obtenir un résultat voisin : 1,44.

L'accord entre toutes ces valeurs est assez remarquable et laisse penser que la valeur calculée par WOERNLE, à partir de ses formules empiriques (1,61) est trop élevée.

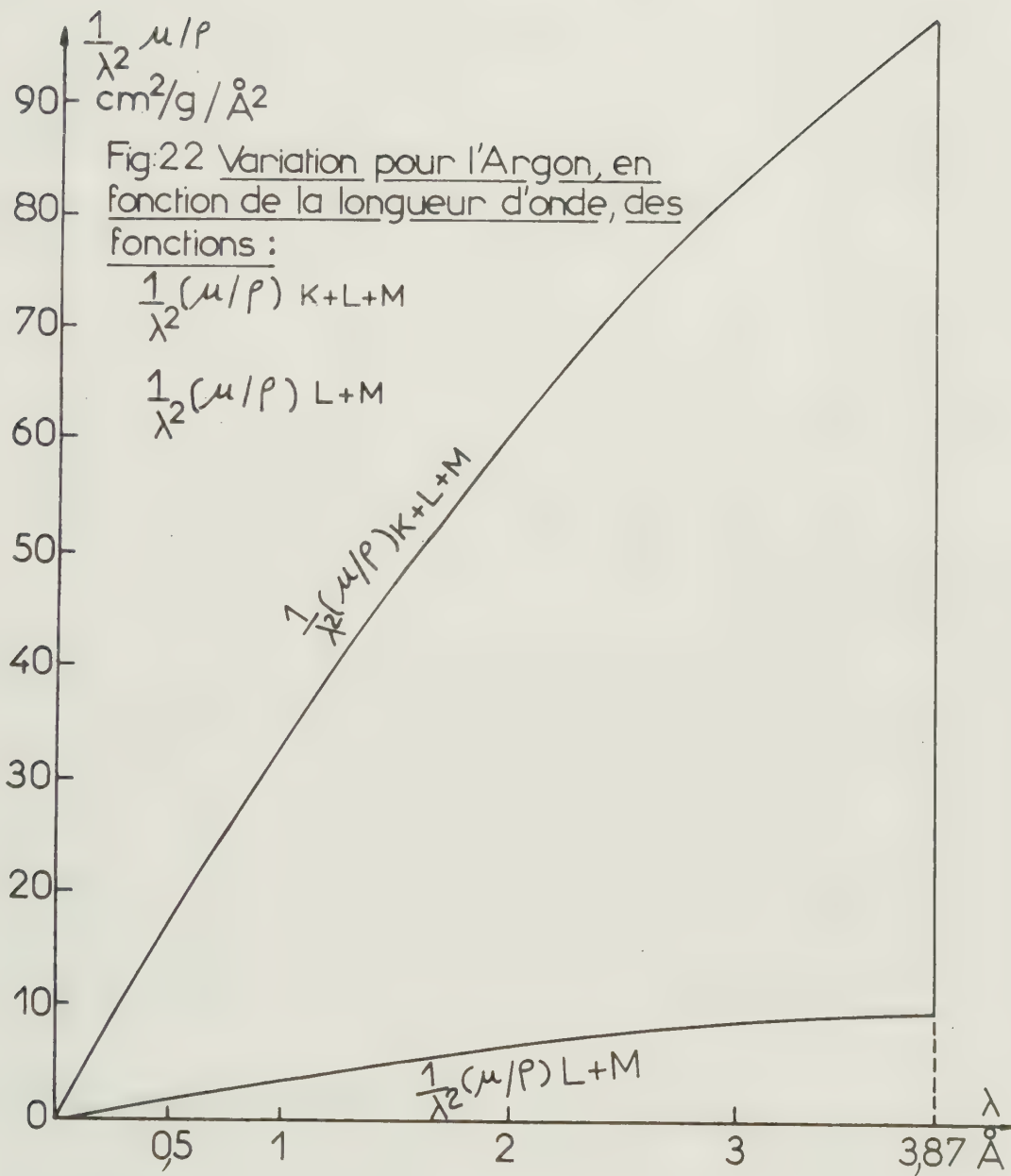
WATANABE⁽⁶⁸⁾ a calculé les forces d'oscillateur des transitions discrètes $ls \rightarrow np$ ($n \geq 4$) ; il a obtenu $f_{1,4} = 1,66.10^{-3}$; $f_{1,5} = 0,53.10^{-3}$. SCHNOPPER⁽⁶⁹⁾ avait mesuré ces forces et trouvé respectivement $2,17.10^{-3}$ et $0,66.10^{-3}$.

Force d'oscillateur totale

A partir des mesures de HUFFMAN⁽⁷⁰⁾, COOK et METZGER⁽⁷¹⁾ entre les discontinuités M_{II} et M_{III} , de WAINFAN⁽⁷²⁾, de LEE et WEISSLER⁽⁷³⁾, de RUSTGI⁽⁷⁴⁾ et de SAMSON⁽⁷⁵⁾ entre la discontinuité M_{II} et 200 Å, de LUKIRSKII et ZIMKINA⁽⁶⁵⁾ de 200 Å jusqu'à la discontinuité K, SAMSON⁽⁵⁹⁾ avait pu calculer la force d'oscillateur de l'argon. Il avait trouvé :

de M_{III} à M_I	$f_c = 4,14$
de M_I à L	$f_c = 2,73$
de L à K	$f_c = 7,51$
avant K	$f_c = 1,77$ à partir de réf. 31

Nous avons évalué à 0,12 la force d'oscillateur de la couche L pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité K. La force d'oscillateur to-



taille de l'atome d'argon, pour les transitions vers les états du continuum, a donc pour expression, en utilisant notre valeur pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité K :

$$f_c = f_{Kc} + f_{Lc} + f_{Mc} = 1,46 + 0,12 + 7,51 + 6,87 = 15,96 \pm 0,8$$

La force d'oscillateur de l'atome d'argon pour toutes les transitions discrètes doit donc être égale, par application de la règle de sommation, à :

$$f_d = 2,0 \pm 0,8$$

Il n'existe encore aucune détermination complète, ni théorique ni expérimentale, de cette grandeur.

III - KRYPTON

Les résultats pour le krypton sont donnés tableau X.

La fig. 23 représente la variation du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde de 1500 à 15000 uX et la fig. 24 la branche L de cette courbe agrandie.

A notre connaissance, il n'existe aucune autre détermination du coefficient d'absorption entre 1500 et 8000 uX. Entre 8000 et 16000 uX, HENKE⁽³³⁾ a récemment mesuré 4 valeurs qui sont en bon accord avec nos résultats.

Dans une première étude⁽⁷⁶⁾ effectuée avec un cristal de gypse, nous avons trouvé des valeurs un peu supérieures du coefficient d'absorption entre les discontinuités L_I et L_{III} . Les valeurs indiquées ici ont été mesurées avec un quartz taillé parallèlement au système réticulaire 10 $\overline{1}0$, beaucoup plus dispersif dans ce domaine spectral, et nous les avons retenues de préférence aux précédentes.

Le petit pic vers 7300 uX correspond à une série de raies d'excitation double suivies d'un continuum d'ionisation (cf. chapitre IV).

La variation de $\log \mu/\rho$ en fonction de λ est linéaire pour chaque branche de la courbe d'absorption et nous a permis de déterminer les deux formules

TABLEAU X - KRYPTON

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^4 \sigma^-$ b/at
1500	97	4	4	1,35
1550	102	5	5	1,42
1600	110	5	4	1,53
1650	121	5	4	1,68
1700	128	6	5	1,78
1750	142	4	3	1,98
1800	153	6	4	2,13
1850	164	6	4	2,28
1900	177	8	5	2,46
1950	188	9	5	2,62
2000	202	11	5	2,81
2050	219	13	6	3,05
2100	236	12	5	3,28
2150	249	11	4	3,46
2200	263	12	4	3,66
2250	282	15	5	3,92
2300	298	17	6	4,15
2350	316	16	5	4,40
2400	335	11	3	4,66
2450	354	15	4	4,93
2500	372	16	4	5,18
2550	392	21	5	5,45
2600	411	17	4	5,72
2650	435	22	5	6,05
2700	454	23	5	6,32

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10^4 b/at
2750	477	19	4	6,64
2800	501	22	4	6,97
2850	523	17	3	7,28
2900	548	23	4	7,62
2950	574	24	4	7,99
3000	600	32	5	8,35
3050	628	26	4	8,74
3100	653	21	3	9,09
3150	682	22	3	9,49
3200	712	29	4	9,91
3250	740	38	5	1,03 10^5
3300	761	32	4	1,06
3350	783	33	4	1,09
3400	809	25	3	1,13
3450	843	34	4	1,17
3500	870	36	4	1,21
3550	903	47	5	1,26
3600	933	39	4	1,30
3650	964	31	3	1,34
3700	998	42	4	1,39
3750	1037	53	5	1,44
3800	1070	45	4	1,49
3850	1111	46	4	1,55
3900	1148	36	3	1,60
3950	1190	62	5	1,66

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
4000	1234	63	5	1,72
4050	1273	53	4	1,77
4100	1310	55	4	1,82
4150	1355	55	4	1,89
4200	1408	57	4	1,96
4250	1452	45	3	2,02
4300	1495	48	3	2,08
4350	1543	61	4	2,15
4400	1592	77	5	2,22
4450	1643	61	4	2,29
4500	1694	50	3	2,36
4550	1748	66	4	2,43
4600	1801	69	4	2,51
4650	1862	58	3	2,59
4700	1913	74	4	2,66
4750	1970	93	5	2,74
4800	2012	63	3	2,80
4850	2080	61	4	2,89
4900	2145	88	4	2,98
4950	2200	71	3	3,06
5000	2260	84	5	3,14
5050	2318	72	3	3,23
5100	2375	98	4	3,30
5150	2435	94	4	3,39
5200	2500	77	3	3,48

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
5250	2558	98	4	3,56
5300	2612	101	4	3,63
5350	2684	128	5	3,73
5400	2750	107	4	3,83
5450	2812	137	5	3,91
5500	2880	109	4	4,01
5550	2945	93	3	4,10
5600	3010	117	4	4,19
5650	3080	115	4	4,29
5700	3142	148	5	4,37
5750	3209	163	5	4,47
5800	3267	135	4	4,55
5850	3343	107	3	4,65
5900	3414	141	4	4,75
5950	3481	135	4	4,84
6000	3548	111	3	4,94
6050	3625	141	4	5,04
6100	3687	152	4	5,13
6150	3751	177	5	5,22
6200	3835	118	3	5,34
6250	3901	161	4	5,43
6300	3984	164	4	5,54
6350	4061	219	5	5,65
6400	4139	167	4	5,76
6426	4182	171	4	5,82
6450	3652	188	5	5,08

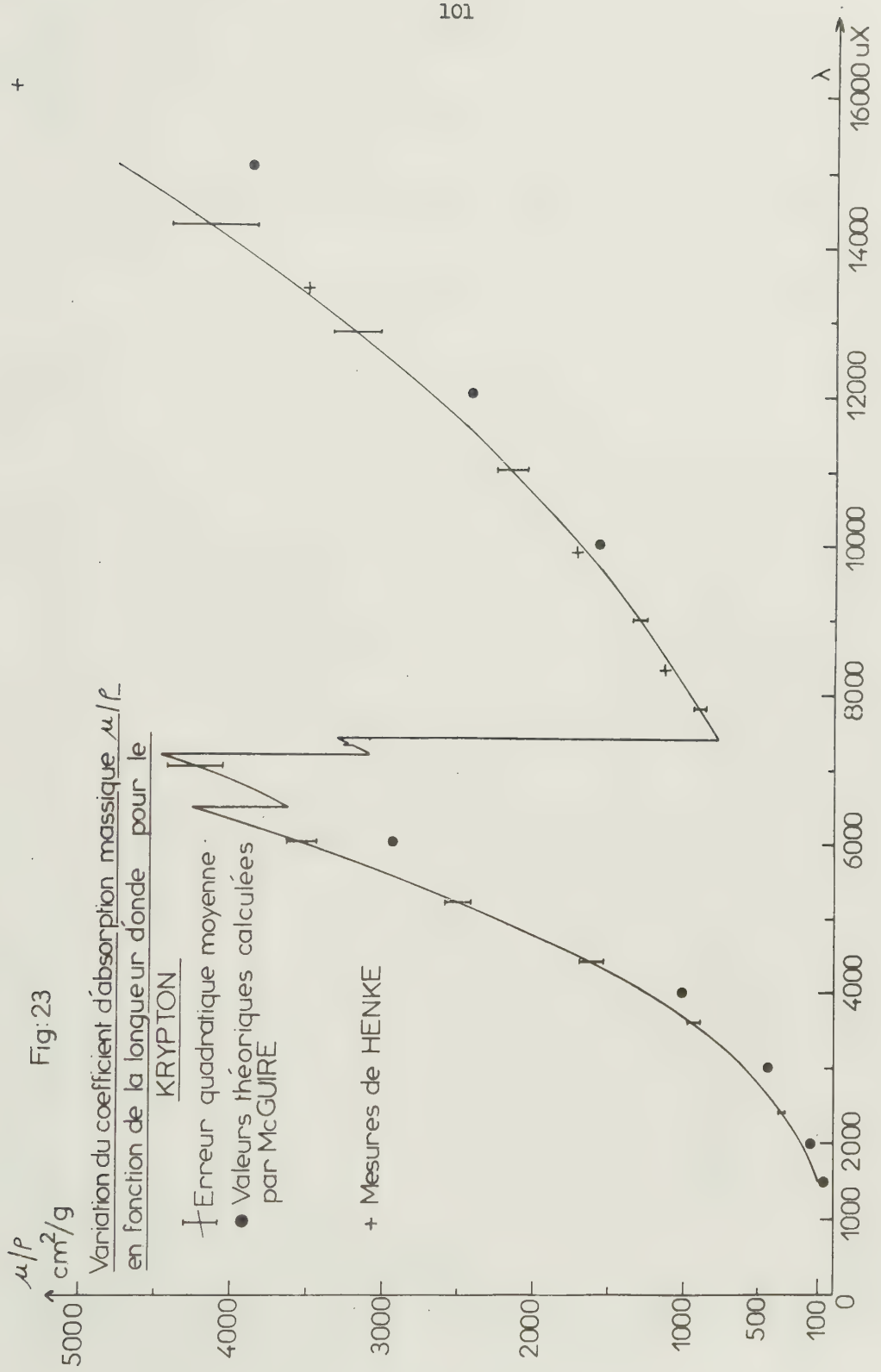
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^5 \sigma$ b/at
6453	3641	181	5	5,07
6500	3698	183	5	5,15
6550	3737	192	5	5,20
6600	3780	194	5	5,26
6650	3831	168	4	5,33
6700	3883	116	3	5,40
6750	3935	158	4	5,48
6800	3994	153	4	5,56
6850	4052	157	4	5,64
6900	4116	201	5	5,73
6950	4184	165	4	5,82
7000	4258	181	4	5,92
7050	4337	125	3	6,03
7100	4405	131	3	6,13
7140	4480	183	4	6,23
7180	3100	129	4	4,31
7200	3109	147	5	4,33
7250	3167	119	4	4,41
7300	3270 ^(*)			4,83
7350	3280	97	3	4,56
7365	3320	151	5	4,62
7400	797	34	4	1,11
7450	811	42	5	1,13
7500	822	35	4	1,14
7550	836	36	4	1,16
7600	851	45	5	1,18

(*) Cette longueur d'onde est située dans la zone d'excitations doubles L-N

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$	σ 10 ⁵ b/at
7650	869	38	4	1,21
7700	883	29	3	1,23
7750	901	34	4	1,25
7800	913	41	5	1,27
7850	927	39	4	1,29
7900	942	49	5	1,31
7950	956	41	4	1,33
8000	972	37	4	1,35
8100	1003	48	5	1,40
8200	1038	56	6	1,44
8300	1064	52	5	1,48
8400	1094	62	6	1,52
8500	1127	55	5	1,57
8600	1163	53	5	1,62
8700	1199	47	4	1,67
8800	1237	59	5	1,72
8900	1269	61	5	1,77
9000	1308	54	4	1,82
9100	1323	53	4	1,84
9200	1384	63	5	1,93
9300	1407	69	5	1,96
9400	1464	81	6	2,04
9500	1506	73	5	2,10
9600	1544	77	5	2,15
9700	1581	64	4	2,20
9800	1627	67	4	2,26

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^5 \sigma^-$ b/at
9900	1668	79	5	2,32
10000	1706	98	6	2,37
10100	1747	95	6	2,43
10200	1798	88	5	2,50
10300	1844	89	5	2,57
10400	1886	107	6	2,62
10500	1928	98	5	2,68
10600	1977	78	4	2,75
10700	2023	99	5	2,81
10800	2074	84	4	2,89
10900	2125	81	4	2,96
11000	2173	103	5	3,02
11100	2224	107	5	3,09
11200	2278	127	6	3,17
11300	2323	118	5	3,23
11400	2379	94	4	3,31
11500	2437	117	5	3,39
11600	2484	124	5	3,46
11700	2541	107	4	3,54
11800	2603	128	5	3,62
11900	2662	148	6	3,70
12000	2725	141	5	3,79
12100	2784	142	5	3,87
12200	2838	118	4	3,95
12300	2889	137	5	4,02
12400	2955	163	6	4,11

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^5 \sigma$ b/at
12500	3012	154	5	4,19
12600	3077	155	5	4,28
12700	3135	131	4	4,36
12800	3194	158	5	4,44
12900	3263	144	4	4,54
13000	3331	137	4	4,63
13100	3410	168	5	4,74
13200	3481	149	6	4,84
13300	3532	207	6	4,91
13400	3582	181	5	4,98
13500	3654	209	6	5,08
13600	3720	248	7	5,18
13700	3798	225	6	5,27
13800	3870	194	5	5,38
13900	3954	234	6	5,50
14000	4003	245	6	5,57
14100	4085	211	5	5,68
14200	4161	279	7	5,79
14300	4230	261	6	5,89
14400	4310	222	5	6,00
14500	4384	271	6	6,10
14600	4478	301	7	6,23
14700	4532	311	7	6,31
14800	4598	284	6	6,40
14900	4710	292	6	6,55
15000	4783	341	7	6,66



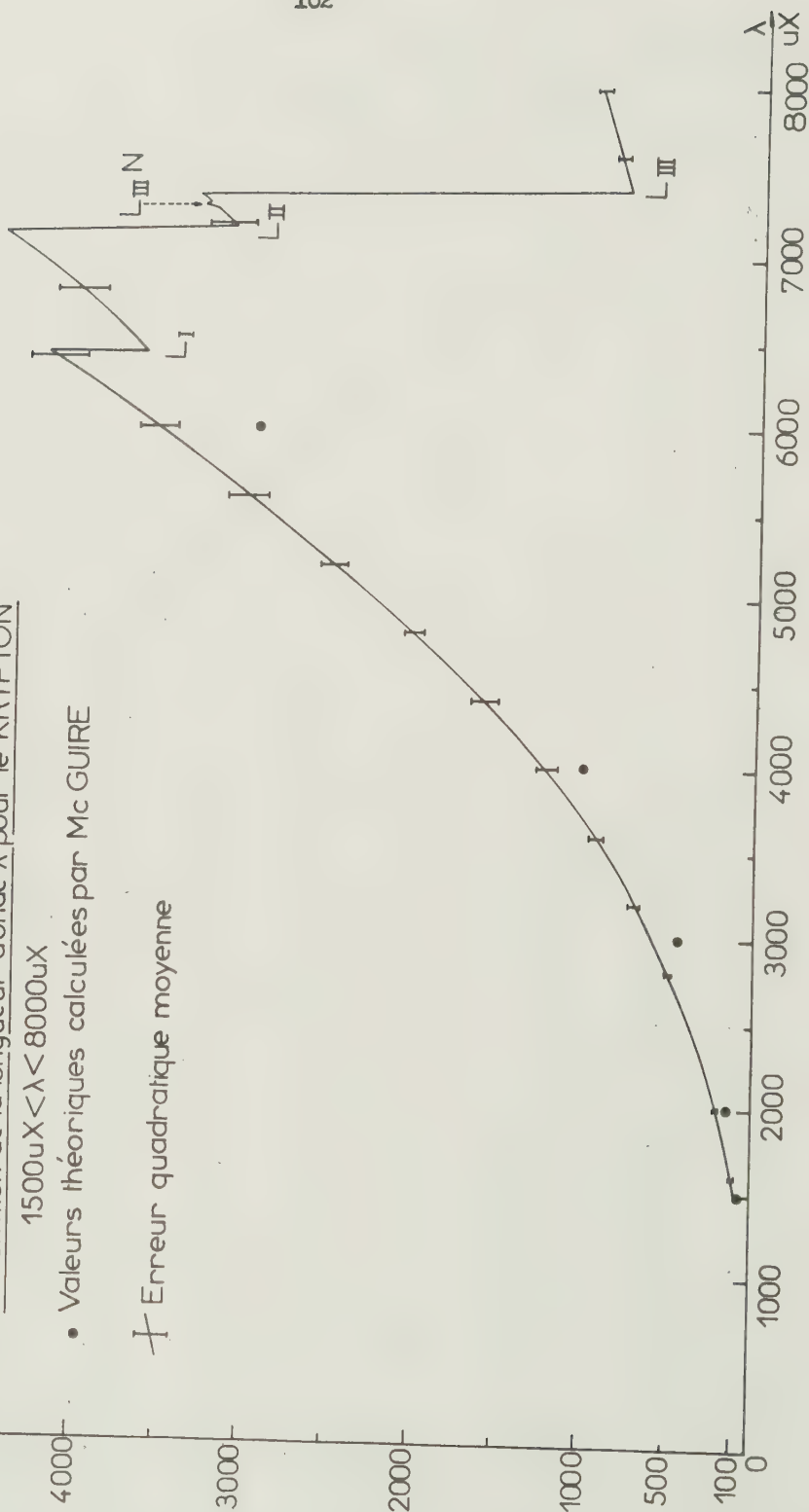
μ/ρ
 cm^2/g

Fig24 Variation du coefficient d'absorption massique μ/ρ
 en fonction de la longueur d'onde λ pour le KRYPTON

1500uX < λ < 8000uX

• Valeurs théoriques calculées par Mc GUIRE

├ Erreur quadratique moyenne



empiriques suivantes :

$$\lambda < \lambda_{L_I} : \mu/\rho = (31,3 \pm 0,5) \lambda_{\text{\AA}}^{2,65 \pm 0,05} \quad (\lambda_{L_I} = 6,45 \text{\AA})$$

$$\lambda > \lambda_{L_{III}} : \mu/\rho = (5,43 \pm 0,09) \lambda_{\text{\AA}}^{2,50 \pm 0,05} \quad (\lambda_{L_{III}} = 7,40 \text{\AA})$$

Les formules données par LEROUX et HEINRICH sont respectivement :

$$\text{- LEROUX : } \mu/\rho = 32,26 \lambda_{\text{\AA}}^{2,6628} \quad \text{et} \quad 7,55 \lambda^{2,5065}$$

$$\text{- HEINRICH : } \mu/\rho = 31,25 \lambda^{2,73} \quad \text{et} \quad 5,60 \lambda^{2,60}$$

La fig. 25 représente la variation de η pour les différentes lois semi-empiriques. Pour les longueurs d'onde inférieures à celle de la discontinuité L_I , seule la méthode de LEROUX donne un accord satisfaisant avec l'expérience, à 10 % près. Pour les longueurs d'onde supérieures à celle de la discontinuité L_{III} , aucune méthode ne donne de résultat valable. Ceci peut s'expliquer par l'absence de données expérimentales pour le krypton dans ce domaine lorsqu'elles ont été élaborées.

Nous n'avons pas calculé les valeurs théoriques de la section efficace de photoionisation des couches L et M par la méthode de STOBBE. En effet, nous avons vu qu'elle était peu satisfaisante pour la couche L ; de plus, elle ne différencie pas l'effet des sous-couches L_{II} et L_{III} qui sont situées précisément dans notre domaine d'étude. Ajoutons également que les constantes d'écran, que cette méthode utilise, donnent des valeurs des énergies de liaison, très différentes des valeurs expérimentales.

Nous avons aussi porté sur la fig. 23 les résultats des calculs de Mc GUIRRE. L'accord n'est pas très bon : ses valeurs sont plus faibles que les nôtres, aussi bien pour la branche L que pour la branche M. Pour chacune, l'écart croît avec la longueur d'onde atteignant presque 20 % à 15 Å.

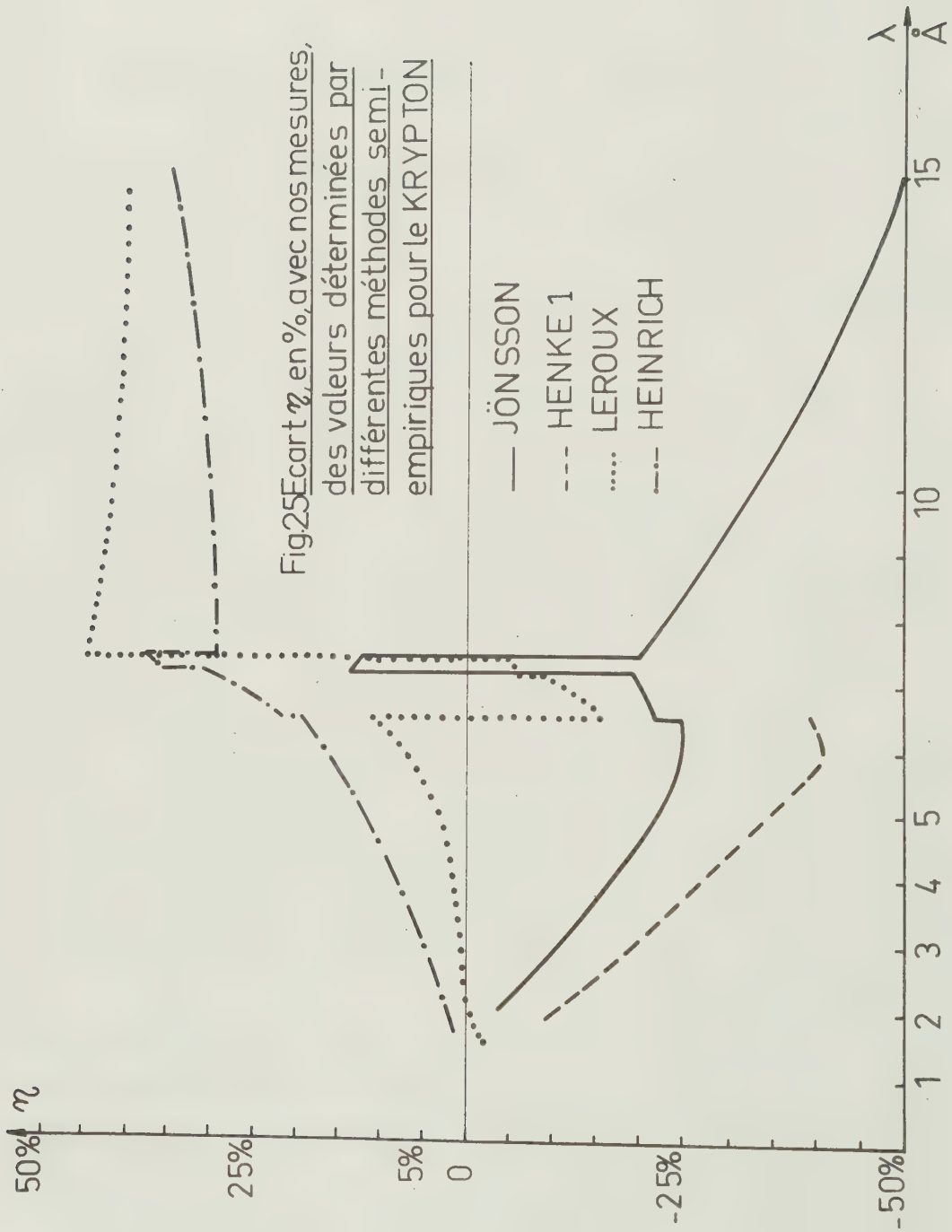


Fig. 25 Ecart η , en %, avec nos mesures, des valeurs déterminées par différentes méthodes semi-empiriques pour le KRYPTON

Saut d'absorption L

Nous avons mesuré les valeurs suivantes :

$$\delta_{L_I} = 1,15 \pm 0,04$$

$$\delta_{L_{II}} = 1,45 \pm 0,07$$

$$\delta_{L_{III}} = 4,17 \pm 0,17$$

Il n'existait pas, à notre connaissance, de mesures de ces sauts. HEINRICH⁽³⁵⁾, à partir d'une étude critique de nombreux résultats expérimentaux, avait conclu que les sauts L_I et L_{II} étaient pratiquement constants quel que soit $Z \gg 30$, et respectivement de l'ordre de :

$$\delta_{L_I} = 1,17$$

$$\delta_{L_{II}} = 1,39$$

Ces valeurs sont tout à fait compatibles avec nos résultats, compte tenu des erreurs probables.

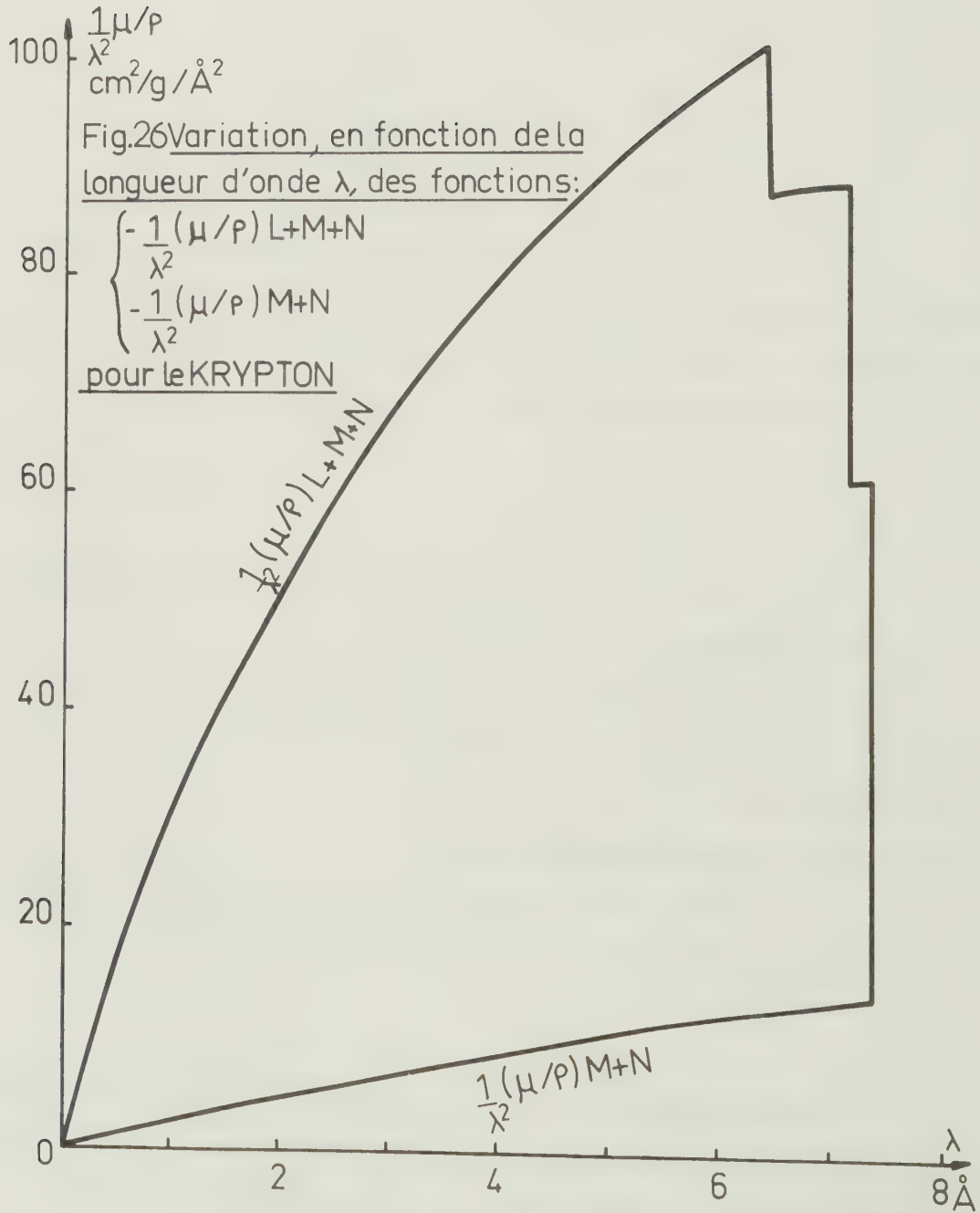
Enfin, la variation du saut L total en fonction de Z devait, d'après cet auteur, donner une valeur voisine de 7 dans le cas du krypton. Nous obtenons une valeur de 6,96.

Calcul de la force d'oscillateur de la couche L

Nous avons déterminé la force d'oscillateur continue de l'ensemble des trois sous-couches : L_I , L_{II} et L_{III} . En opérant comme dans le cas du néon, (fig. 26), nous avons trouvé :

$$f_{Lc} \sim 6,8 \pm 0,3$$

L'extrapolation des calculs de HÖNL pour la couche L donnait une valeur supérieure à 7. Mais nous avons déjà vu que l'utilisation de fonctions d'onde de hydrogénoïdes pour la couche L n'était pas une approximation satisfaisante.



Force d'oscillateur "continue" totale

A partir de ses mesures ⁽⁷⁷⁾ entre les discontinuités N_{III} et M_V , des mesures de EDERER et TOMBOULIAN ⁽⁷⁸⁾ au voisinage de la discontinuité M_V et des résultats de LUKIRSKII ⁽⁷⁹⁾ entre les discontinuités M_V et L_{III} , SAMSON ⁽⁵⁹⁾ a déterminé les forces d'oscillateur "continues" de ces différentes couches. Il a trouvé pour les branches successives de la courbe d'absorption :

$$\text{branche } N_{III} - N_I : 4,35$$

$$N_I - M_V : 1,8$$

$$M_V - L_{III} : 17,7$$

et il avait calculé, à partir des résultats rassemblés par ALLEN ⁽³¹⁾ pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité K, 1,63. Cette dernière valeur est probablement un peu élevée. La force d'oscillateur f_{Kc} doit être voisine de 1,25 (1,22 par la méthode de BEARDEN et WHEELER; 1,26 par celle de HÖNL). La contribution de la couche L dans ce domaine est déjà incluse dans notre valeur de f_{Lc} .

Enfin, nous avons évalué graphiquement la contribution des couches M et N pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité L_{III} et avons trouvé 0,9.

La force d'oscillateur totale du krypton pour les transitions vers les états du continuum serait donc :

$$f_c = 1,25 + 6,76 + 0,9 + 17,7 + 1,8 + 4,35 = 32,76$$

soit, en admettant une erreur probable de 5 % : $f_c \sim 32,8 \pm 1,5$.

La règle de sommation nous permet alors d'obtenir la valeur approchée de la force d'oscillateur discrète de l'atome de krypton :

$$f_d = 3,2 \pm 1,5$$

Il n'existe actuellement que des calculs ou des mesures fragmentaires des forces d'oscillateur de quelques transitions discrètes.

IV - XENON

Les résultats pour le xénon sont portés tableau XI.

La fig. 27 représente la variation du coefficient massique d'absorption de 1500 à 15000 uX, et la fig. 28, la branche L à plus grande échelle.

Nous avons porté sur ces figures les résultats obtenus à l'aide de quelques émissions caractéristiques par WHITE⁽⁸⁰⁾ ($\lambda < 1500$ uX), GABLESKE et MÖRING⁽⁸¹⁾ ($1400 < \lambda < 2500$ uX), LUKIRSKII⁽⁸²⁾ ($7000 < \lambda < 16000$ uX) et HENKE⁽³³⁾ ($8000 < \lambda < 16000$ uX).

Les valeurs de WHITE se placent bien dans le prolongement de nos courbes ; celles de GABLESKE et MÖRING sont en bon accord avec les nôtres, ainsi que celles de LUKIRSKII dont les deux résultats à $8,34 \text{ \AA}$ et $9,89 \text{ \AA}$ sont cependant un peu plus faibles. Pour ces deux mêmes longueurs d'onde, les valeurs de HENKE sont nettement plus élevées : l'écart atteint 10 % ; il est voisin de 0 pour $13,33 \text{ \AA}$ par contre il est visible que sa mesure à $16 \text{ \AA}$ est très en-dessous du prolongement de notre courbe. Les résultats obtenus par DESLATTES⁽⁸³⁾ entre 16 et $19 \text{ \AA}$ se placent, par contre, à peu près dans ce prolongement.

La variation de $\log \mu/\rho$ en fonction de $\log \lambda$ est linéaire pour les longueurs d'onde inférieures à λ_{L_I} et de la forme :

$$\mu/\rho = 94,6 \lambda_{\text{A}}^{2,65}$$

GABLESKE et MÖRING avaient proposé : $93,2 \lambda^{2,68}$. Les formules adoptées par LE-ROUX et HEINRICH étaient respectivement : $\mu/\rho = 104,72 \lambda^{2,6628}$ et $98,30 \lambda^{2,69}$.

Au delà de la discontinuité L_{III} cette variation n'est plus linéaire. La pente de la courbe, voisine de 2,5 au début, diminue peu à peu ; elle n'est plus que de 2 à $10 \text{ \AA}$.

TABLEAU XI - XENON

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^4 \sigma^-$ b/at
1500	275	12	4	6,00
1550	300	13	4	6,54
1600	327	10	3	7,13
1650	354	13	4	7,72
1700	383	17	5	8,35
1750	415	15	4	9,05
1800	447	17	4	9,75
1850	481	13	3	10,49
1900	518	23	4	11,29
1950	553	22	4	12,06
2000	592	28	5	12,91
2050	634	22	4	13,82
2100	673	23	3	14,67
2150	716	27	4	15,61
2200	762	31	4	16,61
2250	817	35	5	17,81
2260	830	31	4	18,10
2265	835	35	4	1,82 10 ⁵
2273	705	27	4	1,54
2300	725	23	3	1,58
2350	736	29	4	1,60
2375	773	34	5	1,69
2400	792	31	4	1,73
2419	820	27	3	1,79

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
2430	599	23	4	1,31
2450	615	22	4	1,34
2500	625	27	4	1,36
2550	632	29	5	1,38
2580	640	22	3	1,40
2582	660	23	4	1,44
2600	232	11	4	0,506
2650	244	10	4	0,532
2700	255	14	5	0,556
2750	267	15	5	0,582
2800	275	18	6	0,600
2850	292	16	5	0,637
2900	303	14	5	0,661
2950	314	11	4	0,685
3000	328	14	4	0,715
3050	342	11	3	0,746
3100	357	15	4	0,778
3150	373	12	3	0,813
3200	388	14	4	0,846
3250	405	15	4	0,883
3300	421	18	5	0,918
3350	438	23	6	0,955
3400	454	20	5	0,990
3450	473	22	5	1,03

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	$10^5 \sigma$ b/at
3500	491	19	4	1,07
3550	511	18	4	1,11
3600	529	14	3	1,15
3650	548	20	4	1,19
3700	569	16	3	1,24
3750	588	17	3	1,28
3800	609	22	4	1,33
3850	632	23	4	1,38
3900	651	25	4	1,42
3950	672	24	4	1,47
4000	694	31	5	1,51
4050	721	22	3	1,57
4100	749	33	4	1,63
4150	765	31	4	1,67
4200	791	30	4	1,72
4250	814	31	4	1,77
4300	842	30	4	1,84
4350	863	27	3	1,88
4400	885	33	4	1,93
4450	914	38	4	1,99
4500	931	26	3	2,03
4550	960	31	3	2,09
4600	991	39	4	2,16
4650	1007	38	4	2,20

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
4700	1036	46	5	2,26
4750	1055	43	4	2,30
4800	1094	42	4	2,39
4850	1118	47	4	2,44
4900	1142	51	5	2,49
4950	1171	48	4	2,55
5000	1185	37	3	2,58
5050	1226	51	4	2,67
5100	1258	42	3	2,74
5150	1279	49	4	2,79
5200	1312	55	5	2,86
5250	1345	52	4	2,93
5300	1374	53	4	3,00
5350	1402	46	3	3,06
5400	1435	58	4	3,13
5450	1471	68	5	3,21
5500	1503	62	4	3,28
5550	1526	64	4	3,33
5600	1560	61	4	3,40
5650	1602	78	5	3,49
5700	1635	66	4	3,56
5750	1672	67	4	3,65
5800	1704	55	3	3,72
5850	1738	53	3	3,79

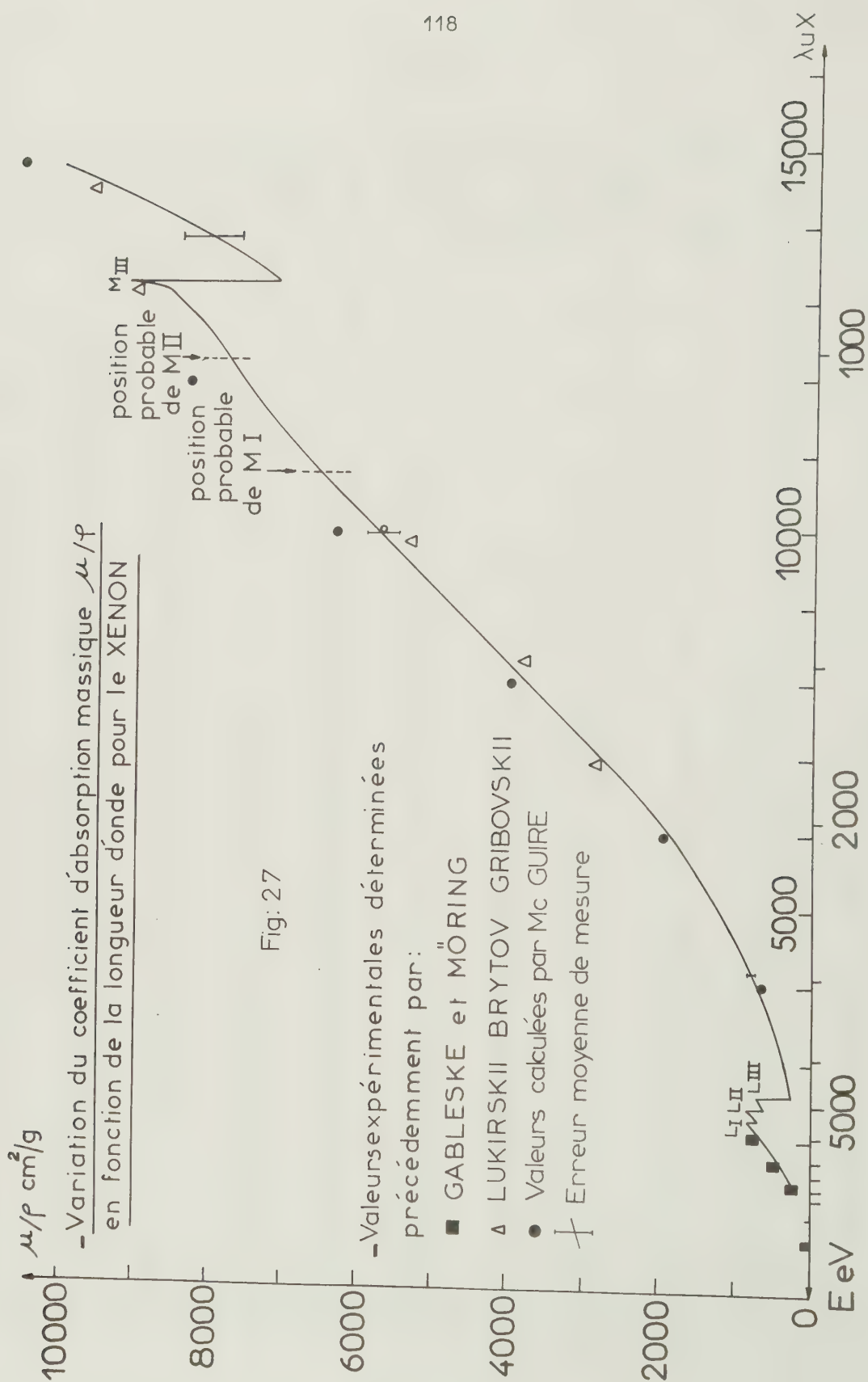
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho} \%$	σ 10 ⁵ b/at
5900	1769	54	3	3,86
5950	1808	74	4	3,94
6000	1855	61	3	4,04
6050	1887	72	4	4,11
6100	1928	71	4	4,20
6150	1967	82	4	4,29
6200	2011	63	3	4,38
6250	2053	83	4	4,48
6300	2094	94	5	4,57
6350	2145	83	4	4,68
6400	2184	98	5	4,76
6450	2236	89	4	4,88
6500	2280	87	4	4,97
6550	2321	72	3	5,06
6600	2363	107	5	5,15
6650	2400	99	4	5,23
6700	2456	95	4	5,35
6750	2502	78	3	5,46
6800	2543	105	4	5,54
6850	2582	98	4	5,63
6900	2617	101	4	5,77
6950	2698	125	5	5,88
7000	2735	114	4	5,96
7050	2784	111	4	6,07

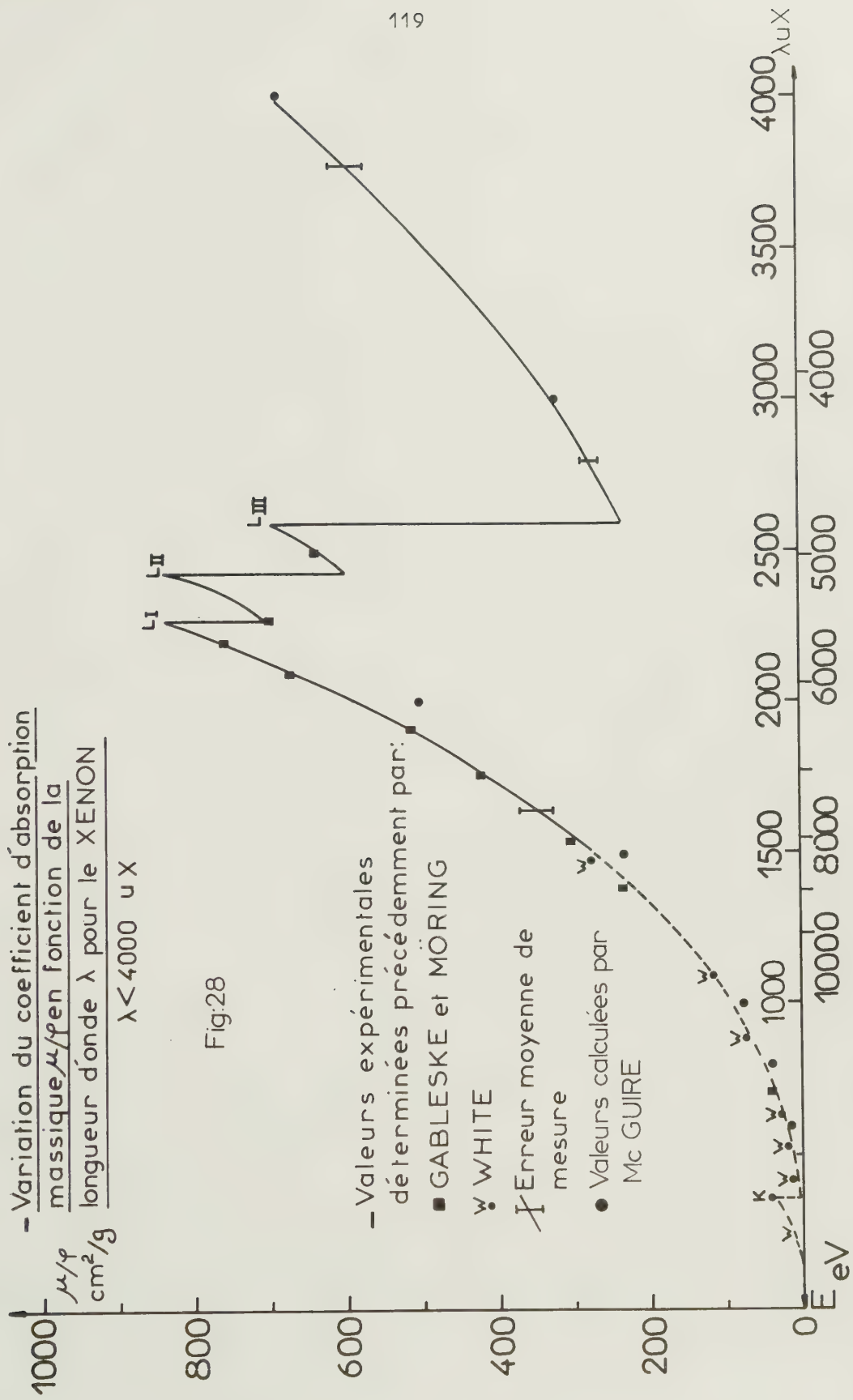
λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta\mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta\mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
7100	2834	117	4	6,18
7150	2881	91	3	6,28
7200	2922	114	4	6,37
7250	2965	88	3	6,46
7300	3020	95	3	6,58
7350	3075	93	3	6,70
7400	3118	98	3	6,80
7450	3167	119	4	6,91
7500	3201	101	3	6,98
7550	3258	132	4	7,10
7600	3304	136	4	7,20
7650	3357	109	3	7,32
7700	3405	129	4	7,42
7750	3456	111	3	7,54
7800	3503	135	4	7,64
7850	3554	131	4	7,75
7900	3607	104	3	7,86
7950	3660	117	3	7,98
8000	3711	153	4	8,09
8100	3807	148	4	8,30
8200	3913	199	5	8,53
8300	4002	164	4	8,73
8400	4114	194	5	8,97
8500	4208	173	4	9,17

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	σ 10 ⁵ b/at
8600	4301	169	4	9,38
8700	4412	205	5	9,62
8800	4508	221	5	9,83
8900	4604	253	6	10,04
9000	4702	239	5	1,03 10 ⁶
9100	4800	243	5	1,05
9200	4911	252	5	1,07
9300	5005	212	4	1,09
9400	5110	223	4	1,11
9500	5198	254	5	1,13
9600	5304	214	4	1,16
9700	5417	223	4	1,18
9800	5512	231	4	1,20
9900	5606	228	4	1,22
10000	5717	281	5	1,25
10100	5819	237	4	1,27
10200	5922	244	4	1,29
10300	6017	351	6	1,31
10400	6122	252	4	1,33
10500	6215	307	5	1,36
10600	6324	264	4	1,38
10700	6425	315	5	1,40
10800	6522	248	4	1,42
10900	6617	279	4	1,44

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^6 \sigma$ b/at
11000	6715	325	5	1,46
11100	6804	283	4	1,48
11200	6885	324	5	1,50
11300	6978	343	5	1,52
11400	7049	357	5	1,54
11500	7135	368	5	1,56
11600	7208	398	6	1,57
11700	7285	354	5	1,59
11800	7360	375	5	1,60
11900	7435	368	5	1,62
12000	7502	317	4	1,64
12100	7571	364	5	1,65
12200	7638	435	6	1,67
12300	7714	402	5	1,68
12400	7789	451	6	1,70
12500	7868	352	4	1,72
12600	7929	409	5	1,73
12700	8001	474	6	1,74
12800	8112	423	5	1,77
12900	8230	354	4	1,79
12950	8280	425	5	1,81
13000	8340	345	4	1,82
13050	8390	399	5	1,83
13100	8420	478	6	1,84

λ uX	μ/ρ cm ² /g	$\Delta \mu/\rho$ cm ² /g	$\frac{\Delta \mu/\rho}{\mu/\rho}$ %	$10^6 \sigma$ b/at
13150	8460	523	7	1,84
13200	8520	578	7	1,86
13250	8675	499	6	1,87
13300	8995	601	7	1,96
13308	9125	482	5	1,99
13350	7160	454	6	1,56
13355	7150	511	7	1,56
13400	7170	434	6	1,56
13500	7310	383	5	1,59
13600	7465	394	5	1,63
13700	7620	402	5	1,66
13800	7785	484	6	1,70
13900	7965	527	7	1,74
14000	8135	582	7	1,77
14100	8320	505	6	1,81
14200	8505	624	7	1,85
14300	8700	417	5	1,90
14400	8815	624	7	1,92
14500	9015	572	6	1,97
14600	9335	564	6	2,04
14700	9555	645	7	2,08
14800	9780	602	6	2,13
14900	10025	592	6	2,19
15000	10335	587	6	2,25





La fig. 29 représente la variation de η pour les méthodes semi-empiriques. Elle montre que la méthode de LEROUX est la seule permettant de prévoir le coefficient d'absorption à 10 % près dans tout le domaine étudié.

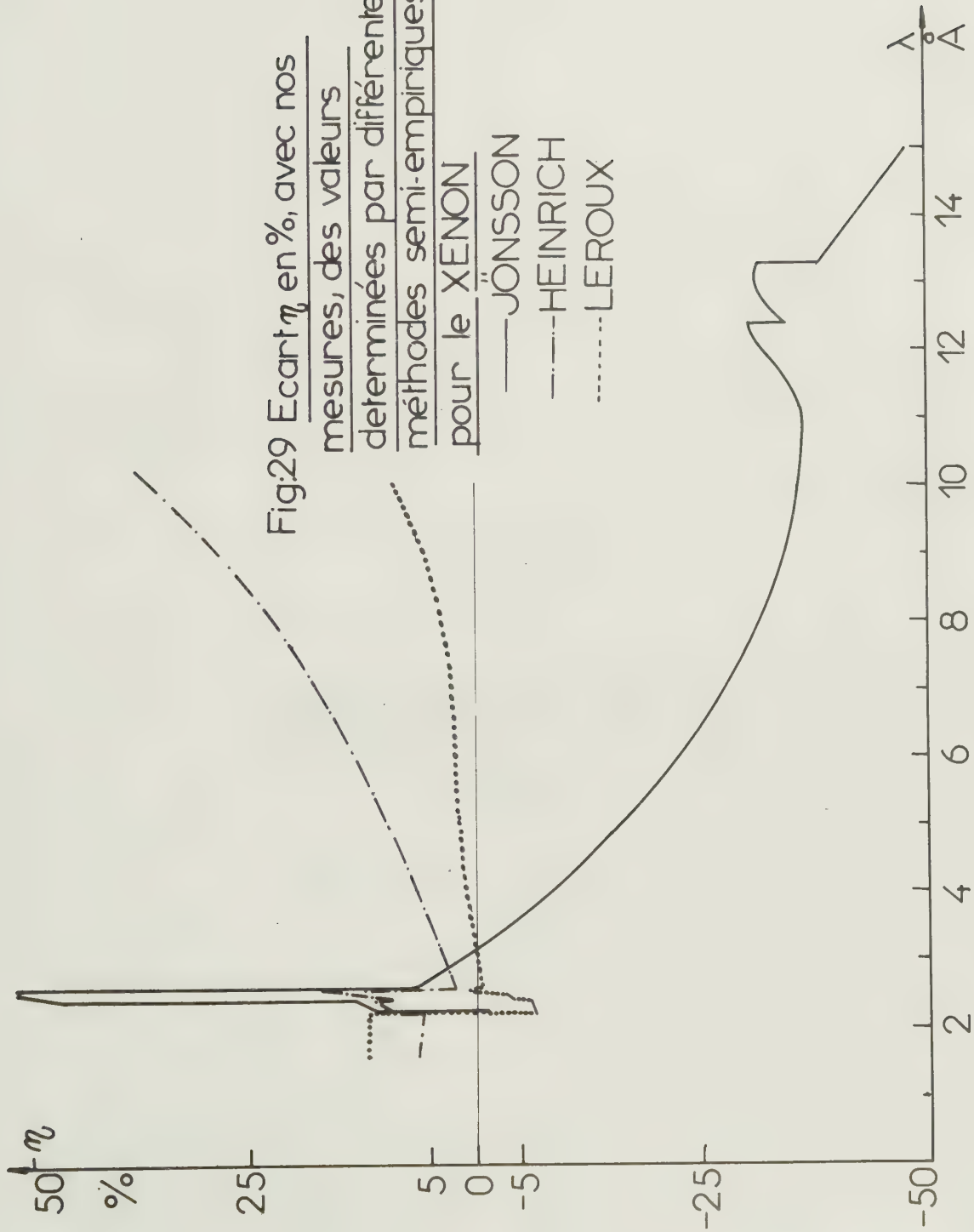
On note sur la fig. 27 une nette augmentation du coefficient d'absorption au voisinage de la discontinuité M_{III} . Des variations importantes du coefficient d'absorption des rayons X très mous, distinctes des discontinuités, ont déjà été mises en évidence pour différents atomes lourds et gaz rares ⁽¹⁵⁾ Des études théoriques menées simultanément ont permis à COMBET-FARNOUX d'une part (pour les sous-couches 4d 4f 5p 5d et 6p des atomes lourds) ⁽¹¹⁾ et à MANSON et COOPER d'autre part (plus particulièrement pour les sous-couches 3p et 3d des atomes de numéro atomique $Z \geq 36$) ⁽⁹⁾ de prévoir l'existence de tels maximums pour la contribution de certaines sous-couches à la photoionisation. Ces variations du coefficient d'absorption, inattendues dans un modèle hydrogénoïde de l'atome, ont pu ainsi être expliquées dans l'approximation du champ central. Elles semblent liées à la position des noeuds des fonctions d'onde des sous-couches mises en jeu dans le processus d'absorption.

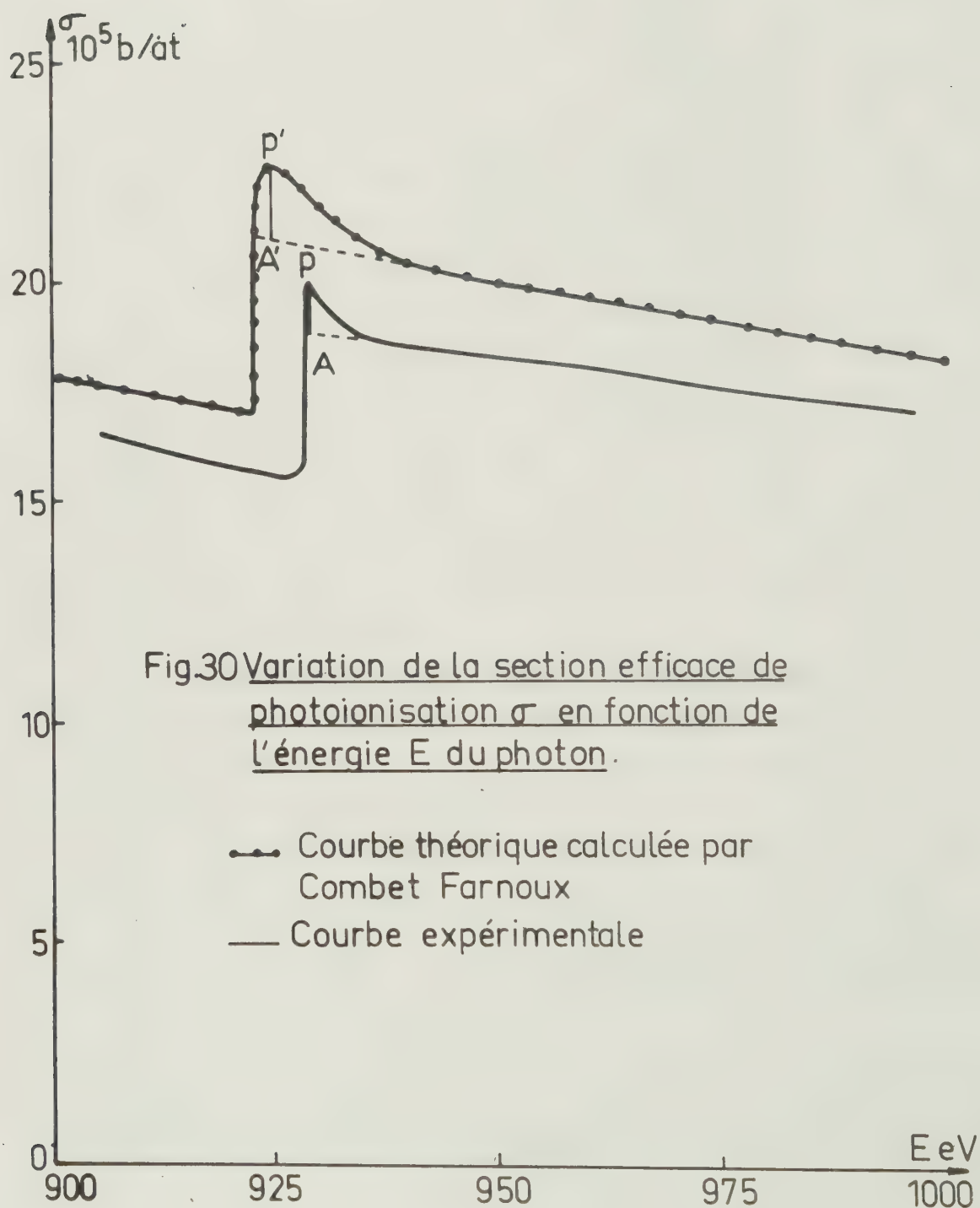
Les calculs de MANSON et COOPER pour le xénon concluaient à l'existence de tels maximums dans la contribution des sous-couches 3p et 3d. DESLATTES ⁽⁸³⁾ a mis en évidence le phénomène pour la sous-couche 3d et nous l'avons simultanément observé pour la sous-couche 3p ⁽⁷⁶⁾.

La fig. 30 représente la variation de la section efficace de photoionisation en fonction de l'énergie du photon incident calculée par COMBET FARNOUX avec le modèle de HERMAN et SKILLMAN ⁽⁸⁴⁾, comparativement aux résultats expérimentaux.

La position du pic étant très voisine de la discontinuité, nous préférons lier la discussion de ces résultats à l'analyse de la discontinuité M_{III} proprement dite que nous ferons au chapitre IV.

Fig.29 Ecart η en %, avec nos
mesures, des valeurs
déterminées par différentes
méthodes semi-empiriques
pour le XENON





Les valeurs théoriques calculées par Mc GUIRRE dans les régions de variation monotone du coefficient d'absorption ont été portées fig. 27 et 28. Elles sont plus élevées que les valeurs expérimentales pour la branche M et plus faibles pour la branche L, l'écart atteignant 10 %.

Comme dans le cas du krypton, et pour les mêmes raisons, nous n'avons pas calculé les valeurs de la section efficace de photoionisation des couches L et M que donnerait la méthode de STOBEE.

Sauts d'absorption

- discontinuités L : le tableau XII donne les valeurs que nous avons mesurées pour les sauts d'absorption L_I , L_{II} et L_{III} , ainsi que les mesures précédentes de WATANABE⁽⁸⁵⁾ et les mesures récentes de NORELAND⁽⁸⁶⁾.

TABLEAU XII
Saut d'absorption L

Discontinuité	WATANABE		NORELAND	Présent travail	
	μ/ρ	δ_L	δ_L	μ/ρ	δ_L
L_I	678	$1,12 \pm 0,1$	$1,10 \pm 0,05$	835	$1,18 \pm 0,06$
	600			705	
L_{II}	723	$1,32 \pm 0,1$	$1,31 \pm 0,1$	820	$1,37 \pm 0,07$
	523			599	
L_{III}	615	$2,36 \pm 0,2$	$2,95 \pm 0,2$	660	$2,84 \pm 0,15$
	221			232	

Les trois séries de valeurs sont compatibles pour les sauts L_I et L_{II} . Dans le cas du saut L_{III} , seules nos mesures et celles de NORELAND sont en accord, la valeur de WATANABE étant trop faible.

On constate que les valeurs des coefficients d'absorption de WATANABE sont très différentes des nôtres, surtout pour L_I et L_{II} . L'accord entre nos mesures et les résultats de WHITE et de GABLESKE et MÖRING, ainsi que la technique expérimentale utilisée par WATANABE (mesure de l'intensité I_0 sans la cellule et corrections ultérieures pour l'absorption par les fenêtres de béryllium) nous inclinent à penser que ces valeurs sont erronées.

Notons également que nos valeurs des sauts sont en excellent accord avec les conclusions de HEINRICH, ainsi qu'avec les valeurs mesurées pour les éléments voisins par NORDFORS⁽⁸⁷⁾, comme le montre le tableau XIII.

TABLEAU XIII

Sauts L mesurés par NORDFORS

Z	δ_{L_I}	$\delta_{L_{II}}$	$\delta_{L_{III}}$
47	1,14	1,38	3,06
48	1,13	1,42	2,99
49	1,16	1,37	2,97
50	1,15	1,39	2,99
51	1,16	1,36	2,87
52	1,14	1,38	2,88
Moyenne	1,15	1,38	2,94

- discontinuités M : Nous n'avons pas observé de saut d'absorption qui correspondrait aux discontinuités M_I et M_{II} . Les positions probables indiquées sur la fig. 27 ont été déterminées par interpolation des valeurs de Y. CAUCHOIS⁽⁵⁴⁾. On peut cependant noter une inflexion marquée de la courbe à la position calculée pour la discontinuité M_{II} . Les faibles valeurs probables de ces sauts et le contraste trop faible du film utilisé pour leur recherche, expliquent que nous ne les ayons pas observés.

Nous avons trouvé pour le saut M_{III} la valeur de :

$$\delta_{M_{III}} = 1,20 \pm 0,006$$

en bon accord avec les calculs de COMBET-FARNOUX.

Forces d'oscillateur

Nous avons évalué graphiquement par le même procédé que précédemment :

- la force d'oscillateur "continue" de la couche L (fig. 31)
- la force d'oscillateur "continue" des couches M, N et O pour les longueurs d'onde inférieures à celle de la discontinuité M_V (fig. 32). Nous avons utilisé pour cela les valeurs de DESLATTES entre les discontinuités M_{III} et M_V .

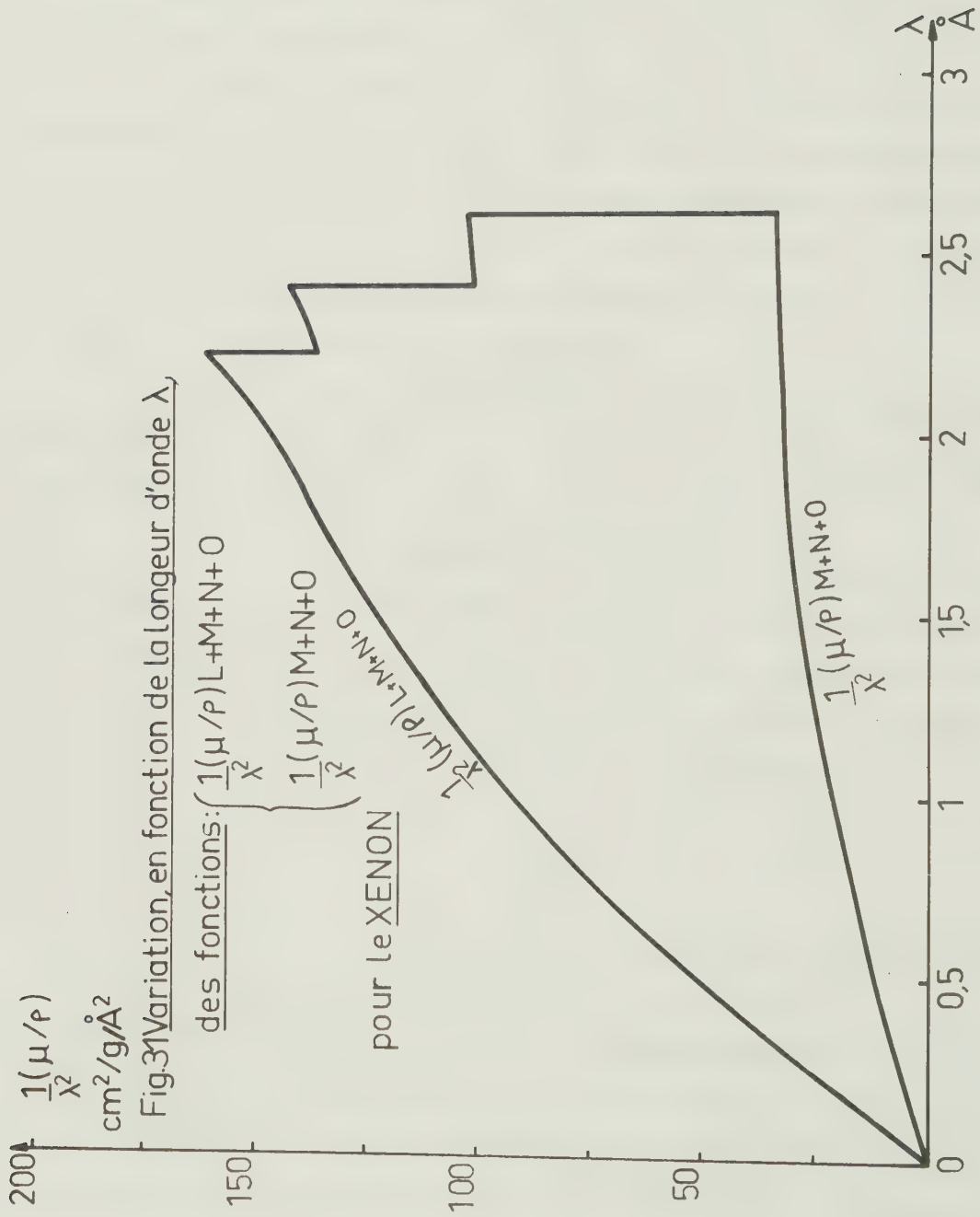
Nous avons trouvé ainsi :

$$f_{Lc} = 4,8 \pm 0,2$$

$$f_c L_{III} - M_V = 20,9 \pm 1,2$$

Ces deux valeurs n'avaient jamais été déterminées.

La valeur trouvée pour f_{Lc} est légèrement inférieure à celle que nous avons précédemment déterminée⁽⁷⁶⁾, la contribution des couches M, N et O à la photoionisation pour les longueurs d'onde inférieures à la discontinuité L_{III} ayant été mesurée ici avec plus de précision. Elle est tout à fait compatible avec les résultats de NORDFORS⁽⁸⁷⁾ pour les éléments voisins indiqués tableau XIV.



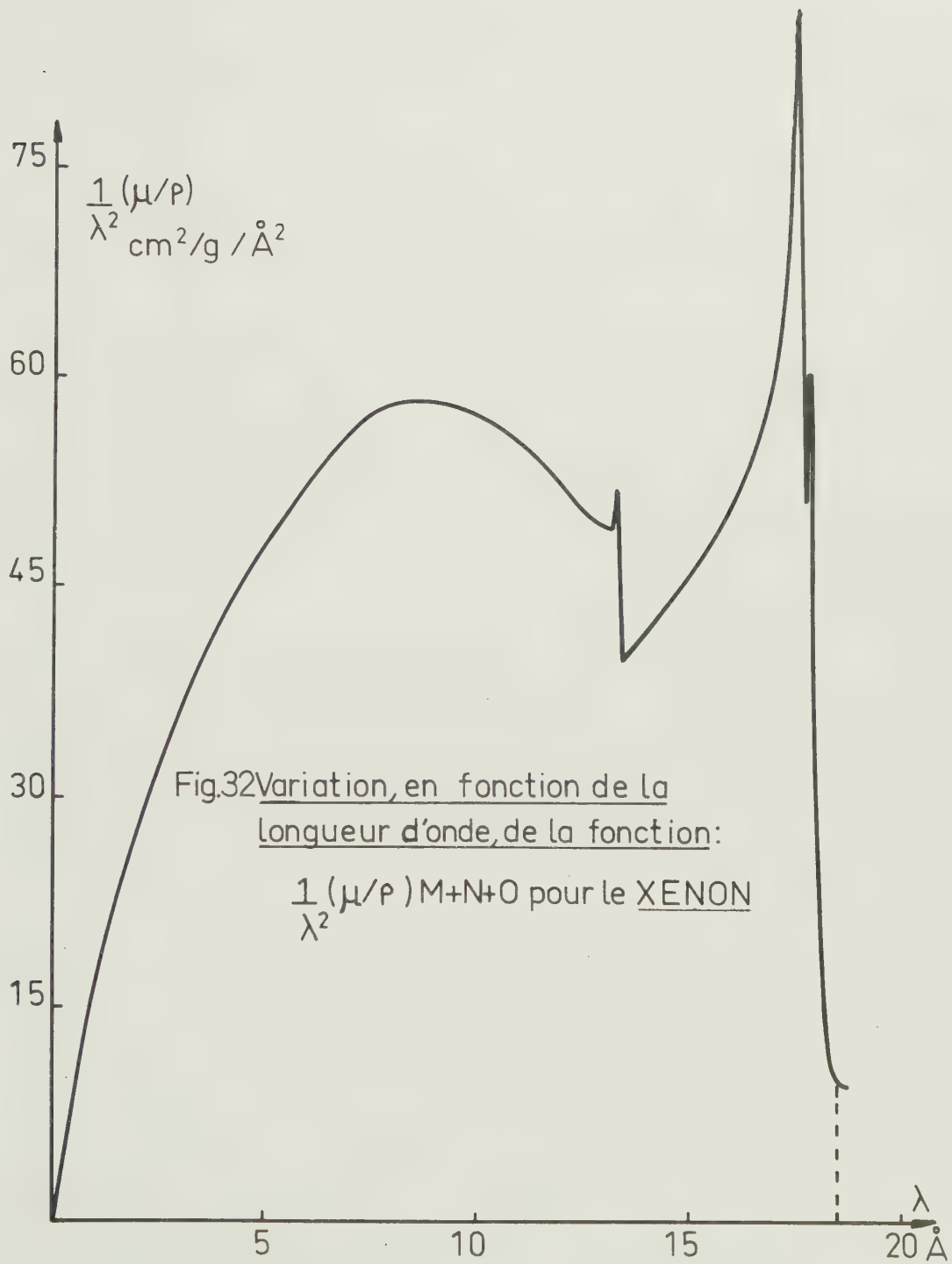


TABLEAU XIV

Z	47	48	49	50	51	52
f_{Lc}	4,5	4,9	5,2	4,6	4,3	4,4

Elle est inférieure à la valeur (5,67) que l'on peut calculer par la méthode de HÖNL.

La valeur $f_{cL_{III}-M_V}$ ne représente pas exactement la force d'oscillateur continue de la couche M, car nous n'avons pu séparer dans ce domaine la contribution des couches N et O.

Force d'oscillateur "continu" totale

A partir des mesures de COOK et METZGER⁽⁷¹⁾ et de HUFFMAN et al⁽⁷⁰⁾ entre les discontinuités O_{III} et O_{II} , de SAMSON⁽⁸⁸⁾ et de RUSTGI⁽⁸⁹⁾ entre les discontinuités $^2P_{1/2}$ et N, de EDERER⁽⁹⁰⁾ pour les discontinuités N et de LUKIRSKII⁽⁷⁹⁾ entre les discontinuités N et M, SAMSON⁽⁵⁹⁾ avait déterminé la force d'oscillateur "continu" du xénon jusqu'à la discontinuité M_V . Il avait trouvé les contributions suivantes :

$$\begin{array}{rcl}
 ^2P_{3/2} & \text{à} & ^2P_{1/2} = 0,56 \\
 ^2P_{1/2} & \text{à} & O_I = 3,67 \\
 O_I & \text{à} & N = 1,91 \\
 N & \text{à} & M_V = 16,25 \\
 \hline
 \text{Total} & & 23,39
 \end{array}$$

La valeur de la force d'oscillateur pour la couche K est de 1,18 d'après la méthode de HÖNL, de 1,12 d'après celle de WHEELER et BEARDEN ; nous

adopterons la valeur 1,15.

La force d'oscillateur totale de l'atome de xénon pour les transitions vers les états du continuum aurait donc pour valeur :

$$f_c = f_{Kc} + f_{Lc} + f_{Mc} + f_{c > M} = 1,15 + 4,80 + 20,9 + 23,39 \sim 49,2 \pm 2,0$$

Pour que la règle de sommation soit respectée, la force d'oscillateur "discrète" de l'atome de xénon doit avoir pour valeur approchée :

$$f_D = 4,8 \pm 2,0$$

Il n'existe encore que des déterminations très partielles des forces d'oscillateur des transitions discrètes.

Nous avons résumé dans le tableau XV l'ensemble des résultats exposés dans ce chapitre. Les résultats obtenus pour la première fois ont été soulignés.

TABLEAU XV - RESUME DES RESULTATS OBTENUS

G a z		Formules empiriques déterminées μ/ρ en cm ² /g		Meilleure méthode semi-empirique	Sauts d'absorption	Forces d'oscillateur continues
Néon	Branche K	$\mu/\rho = 7,48 \lambda^{2,80}$	$\lambda < 9 \text{ \AA}$	LEROUX	$\delta_K = 16,3$	$f_{Kc} = 1,71$
		$\mu/\rho = 7,94 \lambda^{2,75}$	$9 < \lambda < 14,3 \text{ \AA}$			
Argon	Branche K	$\mu/\rho = 36,8 \lambda^{2,75}$		HEINRICH	$\delta_K = 9,97$	$f_{Kc} = 1,46$
	Branche L	$\mu/\rho = 3,72 \lambda^{2,70}$		LEROUX		
Krypton	Branche L _I	$\mu/\rho = 31,3 \lambda^{2,65}$		LEROUX	$\delta_{L_I} = 1,15$	$f_{Lc} = 6,8$
	Branche M	$\mu/\rho = 5,43 \lambda^{2,50}$		Aucune	$\delta_{L_{II}} = 1,45$	
				$\delta_{L_{III}} = 4,17$		
Xénon	Branche L _I	$\mu/\rho = 94,6 \lambda^{2,65}$		LEROUX	$\delta_{L_I} = 1,18$	$f_{Lc} = 4,8$
	Branche M	Pas de formule			$\delta_{L_{II}} = 1,37$	
			$\delta_{L_{III}} = 2,84$			
			$\delta_{M_{III}} = 1,20$		$f_{Mc} = 20,9$	

CHAPITRE IV

DISCONTINUITES D'ABSORPTION

Dans notre domaine de longueur d'onde, l'analyse continue des spectres d'absorption permet l'étude d'un certain nombre de discontinuités d'absorption. Nous présentons dans ce chapitre les résultats obtenus pour les discontinuités K du néon, L_I - L_{II} - L_{III} du krypton, L_I - L_{II} - L_{III} et M_{III} du xénon.

L'analyse de la courbe d'absorption au voisinage de la discontinuité d'un gaz rare semble avoir été effectuée pour la première fois par PARRATT⁽⁹¹⁾ pour la discontinuité K de l'argon. La structure d'une telle courbe est due aux transitions des électrons du niveau X en jeu vers les niveaux inoccupés appartenant soit aux états discrets de l'atome, soit aux états du continuum d'énergie positive voisine de 0. L'existence de transitions discrètes se traduit par la présence de raies de résonance de forme lorentzienne^{(92), (93)}; les transitions vers les états du continuum donnent naissance à une courbe en arctangente⁽⁹⁴⁾ dont le point d'inflexion correspond à l'énergie nécessaire pour déplacer l'électron du niveau X jusqu'à la limite 0 des états d'énergie positive, c'est-à-dire à l'énergie d'ionisation de l'atome en couche X.

On désigne conventionnellement par discontinuité d'absorption le point d'inflexion de la courbe $\mu/\rho = f(\lambda)$ situé vers les grandes longueurs d'onde, c'est à dire le point d'inflexion du flanc de grande longueur d'onde de la première raie de résonance quand elle est observable. Rappelons également que l'énergie d'un niveau X se réfère à la valeur mesurée à l'aide des fréquences d'émission de l'atome à partir d'une fréquence du spectre d'absorption (discontinuité K jusqu'au krypton inclus, L_{III} pour les éléments plus lourds) et qu'elle est donc différente de l'énergie d'ionisation en couche X⁽⁵⁴⁾.

La largeur des raies de résonance est égale à la somme des largeurs

des niveaux en jeu dans les transitions qui leur correspondent. Celle des niveaux optiques étant négligeable, la mesure de la largeur des raies permet une détermination de la largeur du niveau profond. Mais suivant cette valeur et la séparation des différents niveaux optiques successifs permis par les règles de sélection, les raies peuvent être ou non résolues. La distance en énergie de la discontinuité d'absorption au sommet de la première raie de résonance donne la demi-largeur du niveau, toutes déductions faites.

La courbe expérimentale résulte de la superposition des différentes transitions et le problème est d'en effectuer la décomposition. Mais ceci nécessite que la courbe expérimentale ait été corrigée pour tenir compte des différents effets instrumentaux. Or la fonction instrumentale n'est pas parfaitement connue dans le cas du spectrographe à cristal courbé. De plus, les erreurs expérimentales influent beaucoup sur la décomposition. Aussi nous n'avons pas tenté de l'effectuer et nos courbes de coefficient d'absorption correspondent donc aux valeurs mesurées.

Nos mesures portent sur la détermination des énergies des discontinuités d'absorption, des raies de résonance, de l'énergie d'ionisation en couche X et sur la mesure des largeurs des niveaux.

Pour déterminer la largeur vraie à mi-hauteur d'une raie de résonance, nous avons utilisé les formules données par C. SENEMAUD⁽⁴¹⁾ qui permettent le calcul de l'élargissement instrumental ΔL , puis de la largeur vraie par la relation

$$\mathcal{L}_{\text{vraie}}^2 = \mathcal{L}_{\text{obs}}^2 - \Delta L^2$$

La forme des discontinuités d'absorption est très différente suivant le niveau en jeu.

- Dans le cas des discontinuités d'absorption K du néon et de l'argon, la largeur du niveau K est relativement faible par rapport à la séparation des niveaux np ($n \geq 4$ pour l'argon, 3 pour le néon). On observe alors plusieurs raies de résonance nettement séparées qui permettent de déterminer avec précision l'énergie d'ionisation du niveau par l'intermédiaire du défaut quantique⁽¹⁴⁰⁾.

La discontinuité K de l'argon a été ainsi analysée successivement par PARRATT ⁽⁹¹⁾, BARINSKII et al. ⁽⁹⁵⁾ et récemment par SCHNOPPER ⁽⁶⁹⁾ et WATANABE ⁽⁶⁸⁾, qui ont procédé à la décomposition complète de la courbe expérimentale. Les longueurs d'onde des raies de résonance ont également été déterminées par COSTER et VAN DER TUUK ⁽⁹⁶⁾, LINDH et NILSSON ⁽⁹⁷⁾, BROGREN ⁽⁹⁸⁾. Aussi, n'avons-nous pas repris cette étude.

La discontinuité K du néon a été observée seulement par BACKOV-SKY ⁽⁹⁹⁾ et BROGREN ⁽⁹⁸⁾ et nous l'avons donc étudiée en détail.

Discontinuités L

Dans le cas des niveaux 2p, il existe deux séries de transitions possibles : la série $2p \rightarrow ns$ ($n \geq 5$ pour le krypton, 6 pour le xénon), et $2p \rightarrow nd$ ($n \geq 4$ pour le krypton, 5 pour le xénon). Le recouvrement des raies limite alors leur résolution et peut déplacer leur position apparente ; la détermination du défaut quantique ne peut plus se faire à partir des mesures expérimentales et l'on doit faire appel, pour interpréter nos résultats, aux énergies des niveaux d'excitation déterminées à l'aide des spectres optiques. De plus, pour pouvoir décomposer la courbe expérimentale dans ce cas, il faudrait connaître avec précision les probabilités relatives des transitions de ces deux séries.

A partir d'hypothèses simplificatrices, BARINSKII ⁽¹⁰⁰⁾ a procédé à la décomposition des courbes expérimentales pour les discontinuités L_{III} de l'argon, du krypton et du xénon, mais sans appliquer de corrections instrumentales semble-t-il. Il ne donne cependant aucune valeur pour les énergies des raies de résonance et de la discontinuité. Les autres discontinuités L du krypton et du xénon n'ont pas fait l'objet d'une telle décomposition.

Un problème se pose : doit-on considérer que le transfert de l'électron interne se fait vers un niveau d'excitation de l'atome de gaz rare ou bien faut-il admettre que, pendant le processus d'absorption, le cortège

électronique se réorganise (avec "relaxation" du coeur) et que, en conséquence, le potentiel auquel est soumis l'électron excité est analogue à celui créé par un noyau de charge $(Z + 1)$ auquel ferait écran un coeur de Z électrons. Pour essayer de répondre à cette question, nous avons comparé la durée de vie τ du niveau excité en jeu aux périodes de révolution τ_n des électrons des différentes couches de l'atome qui sont liées au temps de relaxation des couches. En effet, si $\tau \gg \tau_n$, on pourra considérer qu'il y a "relaxation" de la couche bien avant la fin du processus d'absorption et inversement.

Nous avons calculé pour les différents cas étudiés la durée de vie des niveaux excités, d'après la relation de Heisenberg : $\tau \cdot \Delta E \sim \hbar$, ΔE étant la largeur naturelle du niveau ; une limite supérieure de celle-ci est donnée par la largeur expérimentale mesurée ici (cf. paragraphes suivants). Nous avons évalué la période de révolution τ_n de façon approchée, en supposant circulaires les orbites des électrons, leur rayon étant donné par la formule de Bohr : $r = n^2/Z \cdot a_0$.

Le tableau XVI donne ces valeurs ainsi que le rapport τ / τ_n pour chaque niveau étudié. On constate que la condition $\tau \gg \tau_n$ est remplie pour à peu près toutes les couches. Aussi peut-on admettre que l'électron excité est soumis en première approximation au même potentiel que l'électron de valence de l'atome alcalin consécutif. Dans cette hypothèse les énergies des niveaux d'excitation sont alors égales aux énergies des niveaux excités de cet électron de valence.

Nous présenterons successivement pour chaque discontinuité :

- la courbe μ/ρ apparents en fonction de λ
- les longueurs d'onde et les énergies des discontinuités d'absorption et des raies de résonance. Pour chaque discontinuité nous avons enregistré 10 clichés au minimum et au moins 100 microphotogrammes (30 et 310 respectivement pour les discontinuités L_{II} et L_{III} du krypton), les valeurs données ont été obtenues par application de la méthode des moindres carrés aux résultats des mesures effectuées.
- la détermination des énergies d'ionisation correspondant aux électrons des diffé-

TABLEAU XVI - Rapport Z/Z_r

Gaz	Z et Z_r en sec.	K	L_I	$L_{II,III}$	$M_{II,III}$	$M_{IV,V}$	$N_{II,III}$	$N_{IV,V}$	$O_{I,II,III}$
NEON $Z_K \sim 9,2.10^{-16}$	Z_r	$1,9.10^{-18}$	$3,2.10^{-17}$	$4,8.10^{-17}$					
	Z_K/Z_r	494	29,5	19,7					
ARGON $Z_K \sim 9,7.10^{-16}$	Z_r	$5,5.10^{-19}$	$7,3.10^{-18}$	$7,9.10^{-18}$	$7,1.10^{-17}$				
	Z_K/Z_r	2066	155	143	15,9				
KRYPTON $Z_{L_{II,III}} \sim 5,6.10^{-16}$	Z_r	$1,3.10^{-19}$	$1,4.10^{-18}$	$1,5.10^{-18}$	$0,96.10^{-17}$	$1,45.10^{-17}$	$6,5.10^{-16}$		
	$Z_{L_{II,III}}/Z_r$	4225	387	366	57,3	38	0,83		
XENON $Z_{L_I} \sim 5,7.10^{-16}$ $Z_{L_{II}} \sim 5,1.10^{-16}$ $Z_{L_{III}} \sim 4,6.10^{-17}$	Z_r	$5,6.10^{-20}$	$5,6.10^{-19}$	$5,9.10^{-19}$	$3,05.10^{-18}$		$1,4.10^{-17}$	2.10^{-17}	7.10^{-16}
	Z_{L_I}/Z_r	10270	1020	971	188		42	29	0,81
	$Z_{L_{II}}/Z_r$	9070	901	860	166		37	26	0,72
	$Z_{L_{III}}/Z_r$	5135	510	478	94		21	14	0,40

rentes couches étudiées, soit par détermination du défaut quantique (discontinuité K du néon), soit par utilisation des énergies des niveaux optiques des alcalins, dont nous avons pris les valeurs dans les Tables de MOORE⁽¹⁰¹⁾.

- les largeurs des niveaux.

- les interprétations proposées pour les transitions correspondant aux raies de résonance, établies dans l'hypothèse du couplage L.S. Pour les transitions d'excitation des électrons des couches externes, on sait que pour les gaz rares, le couplage correspond plutôt au schéma de couplage intermédiaire j.l proposé par RACAH⁽¹⁰²⁾. Mais, vu la résolution expérimentale, nous n'avons pas mis en évidence la démultiplication des niveaux qu'un tel couplage devrait introduire.

I - DISCONTINUITE K DU NEON

La fig. 33 représente la variation du coefficient d'absorption avec l'énergie et le tableau XVII donne les longueurs d'onde de la discontinuité d'absorption et les énergies des 4 raies de résonance notées P₃, P₄, P₅, P₆. Y sont également portées les précédentes déterminations de BACKOVSKY⁽⁹⁹⁾ et BROGREN⁽⁹⁸⁾

TABLEAU XVII

Transitions $1s^2 2s^2 2p^6 1S_0 \rightarrow 1s 2s^2 2p^6 np 1P_1$

Raie	Valeur de n	L'auteur		BACKOVSKY uX	BROGREN uX
		λ uX	E eV		
	Discontinuité	14272,5 $\pm$ 0,9	866,74 $\pm$ 0,05		14272,2
P ₃	3	14266,0 $\pm$ 0,9	867,13 $\pm$ 0,05	14267	14266,6
P ₄	4	14239,1 $\pm$ 1,1	868,77 $\pm$ 0,07	14240	14239,5
P ₅	5	14229,3 $\pm$ 1,0	869,37 $\pm$ 0,07	14229	14230
P ₆	6	14224,7 $\pm$ 1,2	869,65 $\pm$ 0,07		

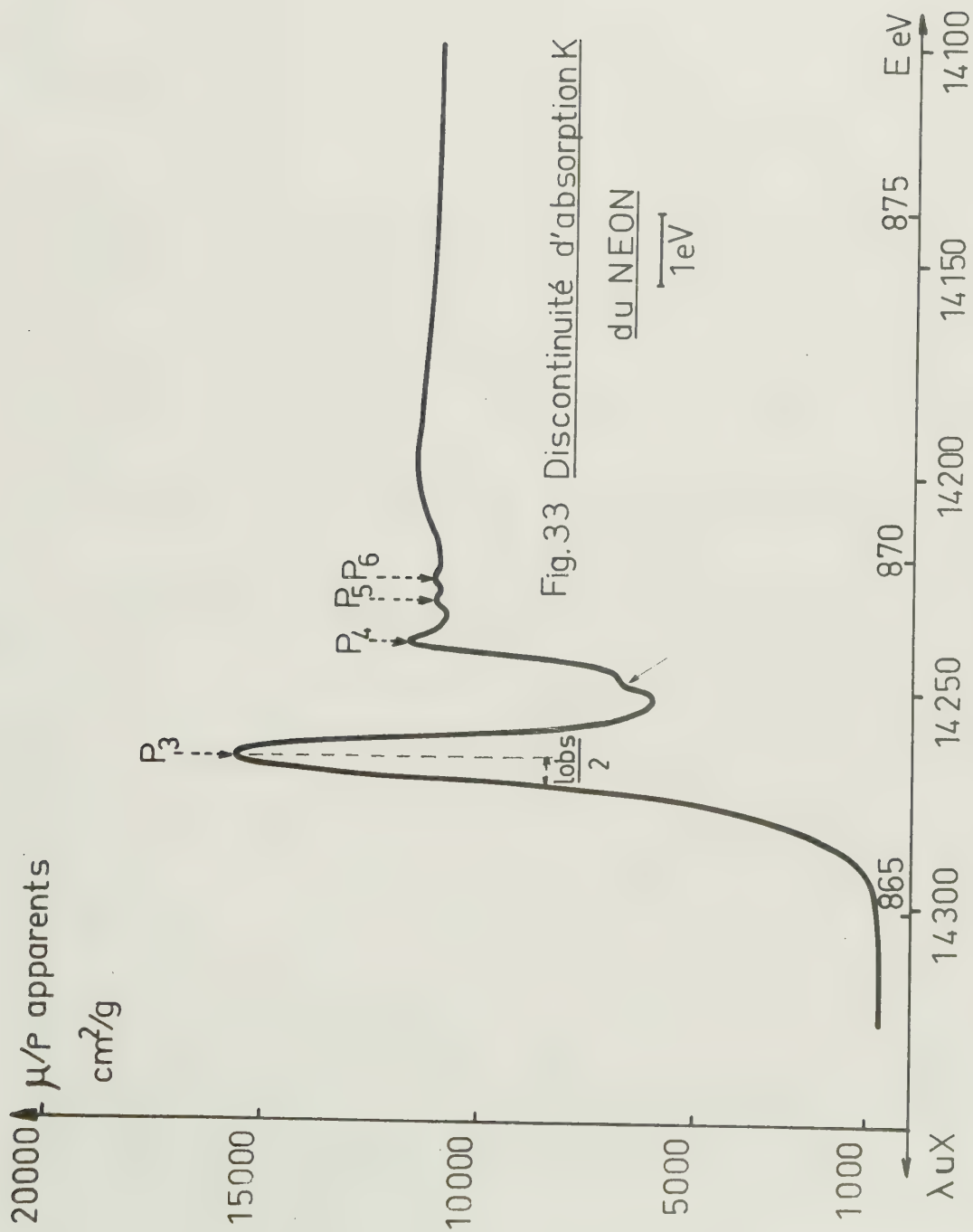


Fig.33 Discontinuité d'absorption K

du NEON

1eV

La légère "bosse" désignée par une flèche sur la courbe, vers 14249 uX, est due à l'émission parasite par le tube à rayons X de la raie $\text{NiL}\beta_1$

L'accord est bon entre les trois séries de mesures. Notons cependant que les nôtres sont dans l'ensemble un peu plus faibles. Remarquons que BACKOVSKY et BROGREN avaient tous deux utilisé une tension d'accélération des électrons égale à 2,5 fois l'énergie probable du niveau K pour la production du rayonnement continu. Ils recevaient donc sur leur détecteur du rayonnement réfléchi en second ordre, qui a pu perturber leurs expériences. Enfin, ni l'un ni l'autre n'ont déterminé la courbe $\mu/\rho = f(\lambda)$

La détermination du défaut quantique, suivant une technique élaborée par WAINSCHEIN NARBUTT et BARINSKII⁽¹⁴⁰⁾, nous permet de déterminer l'énergie des niveaux excités et du niveau K. La série des raies de résonance correspond à des transitions du type $1s^2 2s^2 2p^6 1S_0 \rightarrow 1s 2s^2 2p^6 np \ 1P_1$ (dans le couplage L.S sous réserve qu'il prédomine). Les fréquences des raies obéissent sensiblement à la relation suivante:

$$\frac{\nu_n}{R} = \frac{\nu_\infty}{R} - \frac{\eta^2}{n^{*2}} = \frac{\nu_\infty}{R} - \frac{\eta^2}{(n-\Delta)^2} \quad (4.1)$$

avec ν_∞ = fréquence de la limite de la série = fréquence d'ionisation du niveau K

ν_n = fréquence de la transition $1s \rightarrow np$

η = charge effective du cœur pour le niveau extérieur après ionisation de la couche K

n^* = $n - \Delta$ = nombre quantique effectif de la couche n

Δ = défaut quantique

R = constante de Rydberg (exprimée en fréquence)

Δ est supposé constant pour toutes les transitions de la série.

n^* augmente donc de 1 d'une raie à l'autre

$\frac{\eta^2}{(n-\Delta)^2}$ = terme optique du niveau n

Appliquons la relation (4.1) aux deux premières raies P_3 et P_4 qui sont nettement séparées.

En admettant égale à 1 la charge effective du coeur, on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{V_3}{R} = \frac{V_\infty}{R} - \frac{1}{(3-\Delta)^2} \end{array} \right. \quad (4.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{V_4}{R} = \frac{V_\infty}{R} - \frac{1}{(4-\Delta)^2} \end{array} \right. \quad (4.3)$$

La résolution de ces équations donne, par utilisation des valeurs du tableau XVII :

$$\Delta = 0,887.$$

On en déduit l'énergie des niveaux np et de la limite d'ionisation. Ces valeurs sont portées Tableau XVIII, comparativement aux énergies des niveaux excités du sodium.

TABLEAU XVIII

Niveau d'excitation	Energie eV	ΔE eV	Potentiel d'ionisation K qu'on peut en déduire eV	* Niveaux excités du sodium (101)	
				Energie eV	ΔE
3p	3,04		870,17	3,04	
		1,64			1,64
4p	1,40		870,17	1,40	
		0,60			0,59
5p	0,80		870,21	0,81	
		0,28			0,28
6p	0,52		870,17	0,53	

* L'écart entre les deux états $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ est inférieur à 0,01 eV et explique, compte tenu de la résolution expérimentale, que nous n'ayons pas mis en évidence de démultiplication de spin des raies de résonance.

L'accord est excellent entre les valeurs des niveaux np déterminées expérimentalement et celles des niveaux du sodium et justifie les conclusions

déduites du tableau XVI.

L'accord entre les quatre déterminations du potentiel d'ionisation K est également frappant et permet d'affirmer que sa valeur doit être comprise entre 870,1 et 870,2 eV. Nous adopterons la valeur $870,20 \pm 0,05$ eV.

MOORE et CHALKLIN⁽¹⁰³⁾ ont mesuré la longueur d'onde du doublet non résolu $K\alpha_{12}$; ils ont trouvé 14580 uX soit 848,46 eV. DLING, MADDEN et EDERER⁽⁵⁸⁾ ont déterminé les longueurs d'onde des limites $2P_{3/2}$ et $2P_{1/2}$. Ils ont obtenu respectivement 574,94 Å et 572,38 Å, soit 21,56 et 21,66 eV.

On en déduit pour l'énergie d'ionisation K : 870,02 et 870,12 eV, valeurs qui sont en accord très satisfaisant avec la nôtre.

BAGUS⁽¹⁰⁴⁾ a effectué, par la méthode du champ self-consistent, avec utilisation de fonctions d'onde de HARTREE-FOCK, le calcul des potentiels d'ionisation des couches d'un certain nombre d'atomes de $Z \leq 19$. Il a trouvé pour le niveau 1s du néon neutre : 889,8 eV, valeur supérieure à la valeur expérimentale.

La valeur calculée par Mc. GUIRRE⁽¹⁶⁾ à l'aide du potentiel de HERMAN et SKILMAN est : 855,2 eV.

Largeur du niveau K

La largeur à mi-hauteur $\mathcal{L}_{\text{obs}}$ de la raie P_3 , mesurée suivant la méthode indiquée plus haut est : 0,80 eV. Le calcul de l'élargissement instrumental ΔL a donné 0,37 eV, ce qui nous permet d'obtenir :

$$\mathcal{L}_{\text{vraie}} = 0,71 \text{ eV.}$$

BACKOVSKY avait obtenu une valeur corrigée de 0,55 eV et BROGREN⁽¹⁰⁵⁾ 0,68 eV (largeur non corrigée, semble-t-il). Les résultats de LIEFELD⁽¹⁰⁵⁾ donnaient une largeur brute de 1 eV avec un cristal de phtalate acide de potassium qui semblait donner un fort élargissement instrumental. Enfin, la valeur que l'on

peut calculer à l'aide de la formule empirique de MEISEL et NEFEDOW⁽¹⁰⁶⁾ est de 0,37 eV. Cette même formule donne 0,70 eV pour le niveau K de l'argon, en très bon accord avec la valeur obtenue par SCHNOPPER⁽⁶⁹⁾ et WATANABE⁽⁶⁸⁾ (0,68 eV).

Toutes les déterminations expérimentales semblent conduire à des valeurs trop élevées, probablement par suite d'une valeur trop faible du coefficient d'absorption au sommet de la raie de résonance ; l'incertitude sur l'éta-
lonnage du film utilisé (cf. chapitre II) peut aussi intervenir dans notre cas.

II - DISCONTINUITES L DU KRYPTON

- Discontinuité L_I

La fig. 34 représente, en fonction de l'énergie, la variation du coefficient d'absorption. Elle ne révèle la présence d'aucune raie de résonance qui correspondrait à des transitions de l'électron 2s vers les niveaux np ($n \geq 5$). La dispersion du cristal de gypse utilisé n'était que de 19,2 eV/mm (cf. chapitre II). L'utilisation d'un quartz taillé parallèlement au système réflecteur 1010, plus dispersif, n'a pas permis de mettre en évidence cette discontinuité, compte tenu du trop faible contraste obtenu.

L'absence de raie de résonance peut être due à la fois à une résolution expérimentale insuffisante et à une largeur élevée du niveau L_I . La largeur expérimentale non corrigée de la discontinuité est en effet de 2,35 eV alors que les niveaux optiques 5p et 6p du rubidium ne sont séparés que de 1,36 eV.

La longueur d'onde de la discontinuité est :

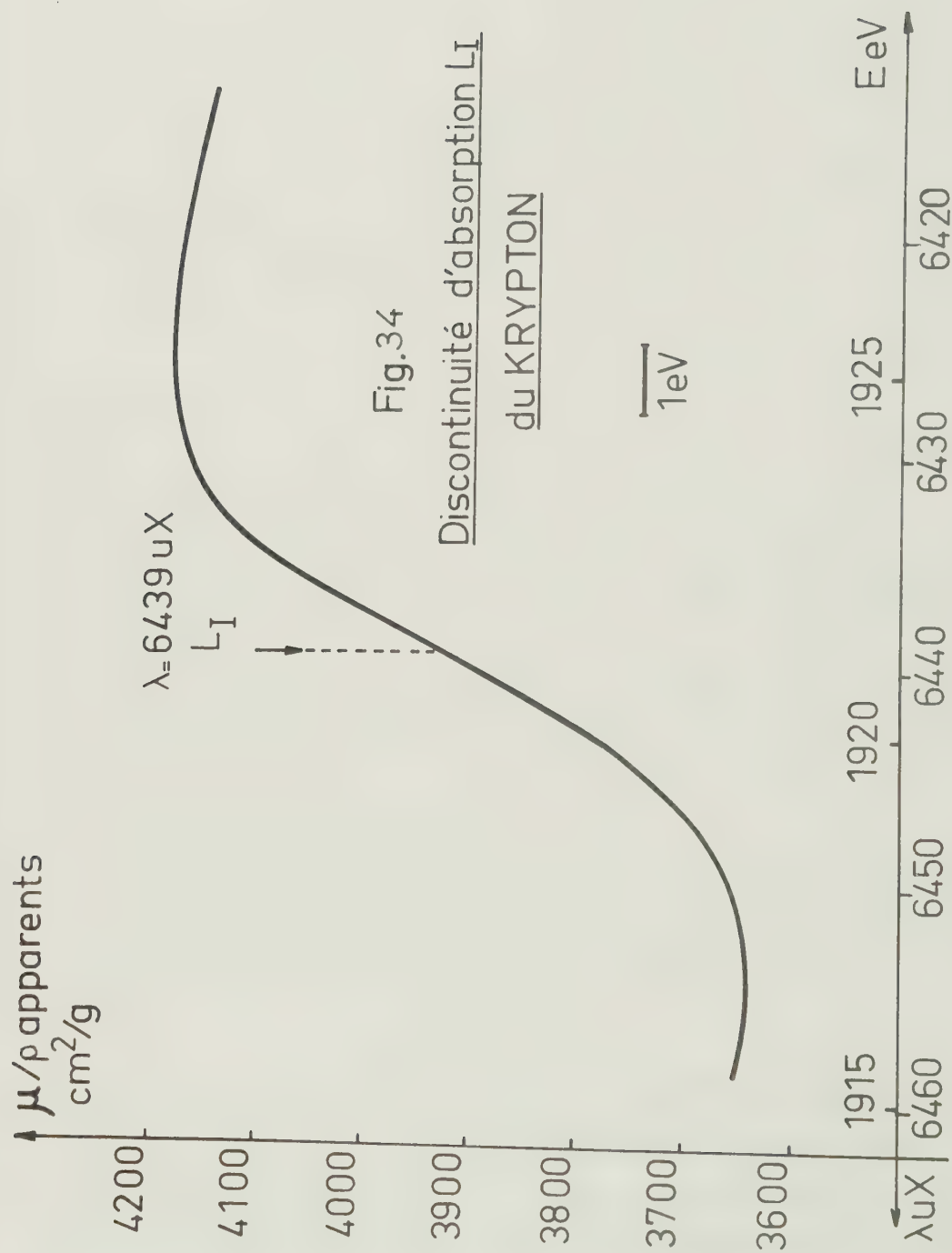
$$\lambda_{L_I} = 6439 \pm 1 \text{ uX, soit } 1921,2 \pm 0,3 \text{ eV}$$

(98)

BROGREN avait cru observer cette discontinuité à 6498,1 uX

(1903,7 eV) ainsi qu'une structure secondaire composée de deux raies de résonance.

Fig.34
Discontinuité d'absorption LI
du KRYPTON



MOORE⁽¹⁰⁷⁾ à partir des valeurs des niveaux M_{II} et M_{III} données par CAUCHOIS⁽⁵⁴⁾ et de ses propres mesures des énergies des émissions $L\beta_4$ et $L\beta_3$ a déterminé, pour le niveau L_I , les deux valeurs : 1920 et 1921 eV, qui sont en très bon accord avec notre résultat.

KRAUSE⁽¹⁰⁸⁾ enfin, a obtenu pour l'énergie de liaison des électrons L_I : $1920,9 \pm 0,8$ eV, par spectroscopie électronique.

On peut donc conclure que la valeur de BROGREN est erronée. Soulignons qu'il a utilisé un cristal de quartz(1010) qui, d'après nos résultats, ne semble pas convenir pour cette étude.

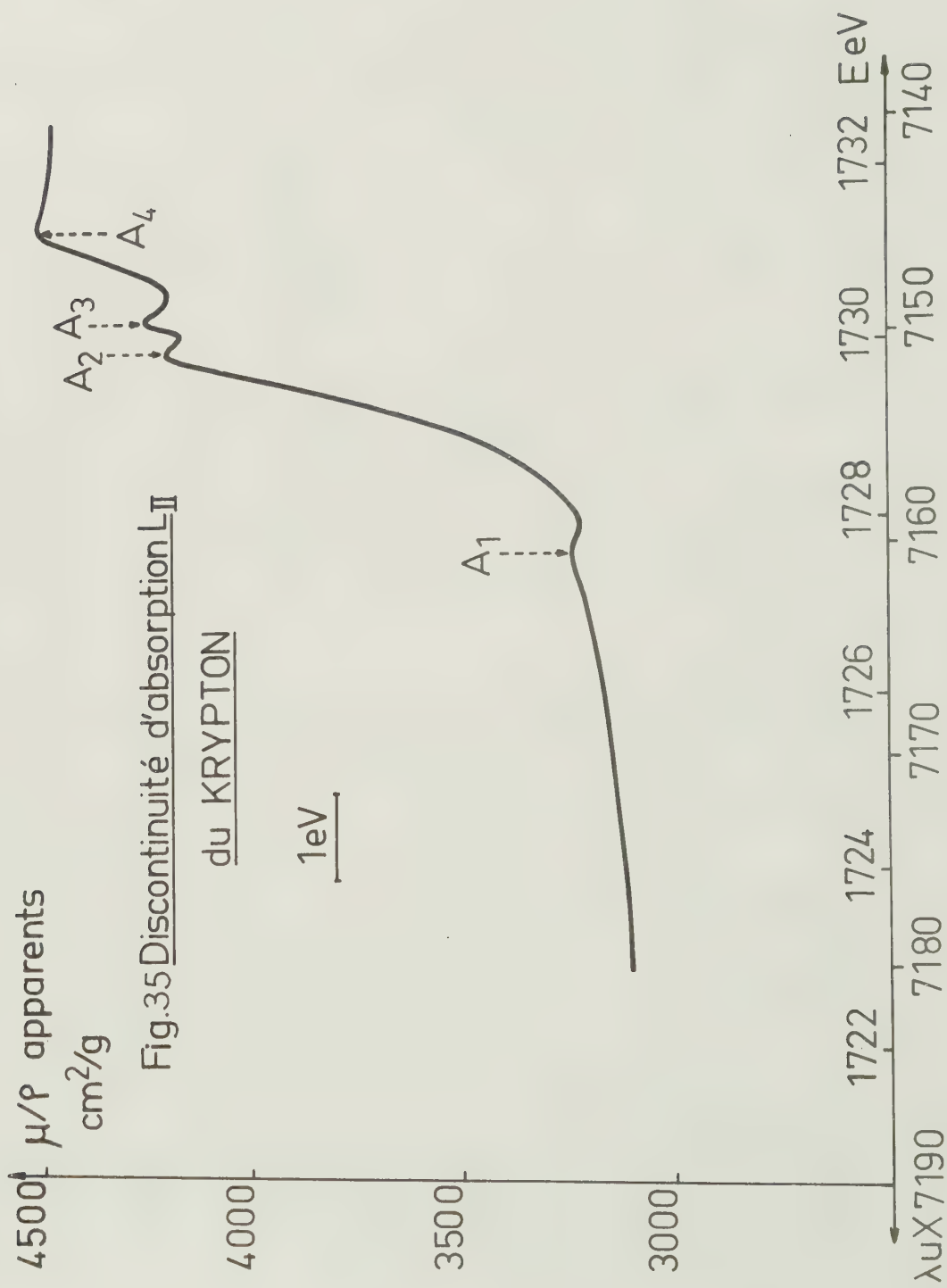
Il n'est pas possible, en l'absence de raie de résonance, de déterminer de façon précise, à partir de notre mesure, le potentiel d'ionisation L_I . On peut cependant penser que la valeur obtenue par KRAUSE doit être un peu faible, puisqu'elle est pratiquement égale à l'énergie obtenue ici pour la discontinuité.

- Discontinuités L_{II} et L_{III}

Nous présenterons ensemble les résultats relatifs à ces deux discontinuités dont les caractéristiques sont très semblables.

La région d'absorption $L_{II} - L_{III}$ a été étudiée successivement à l'aide d'un cristal de gypse peu dispersif⁽¹⁰⁹⁾, puis d'un cristal de quartz (1010), qui donne dans cette région d'énergie une dispersion cinq fois meilleure. Nous présentons ici les résultats obtenus avec ce dernier cristal.

Les fig. 35 (discontinuité L_{II}) et 36 (L_{III}) représentent, en fonction de l'énergie, la variation du coefficient d'absorption. Toutes deux montrent l'existence d'une structure fine composée d'une raie nettement séparée (plus marquée pour la discontinuité L_{III}), et de plusieurs autres maximums relatifs situés dans la chute d'absorption. Le tableau XIX donne les valeurs des



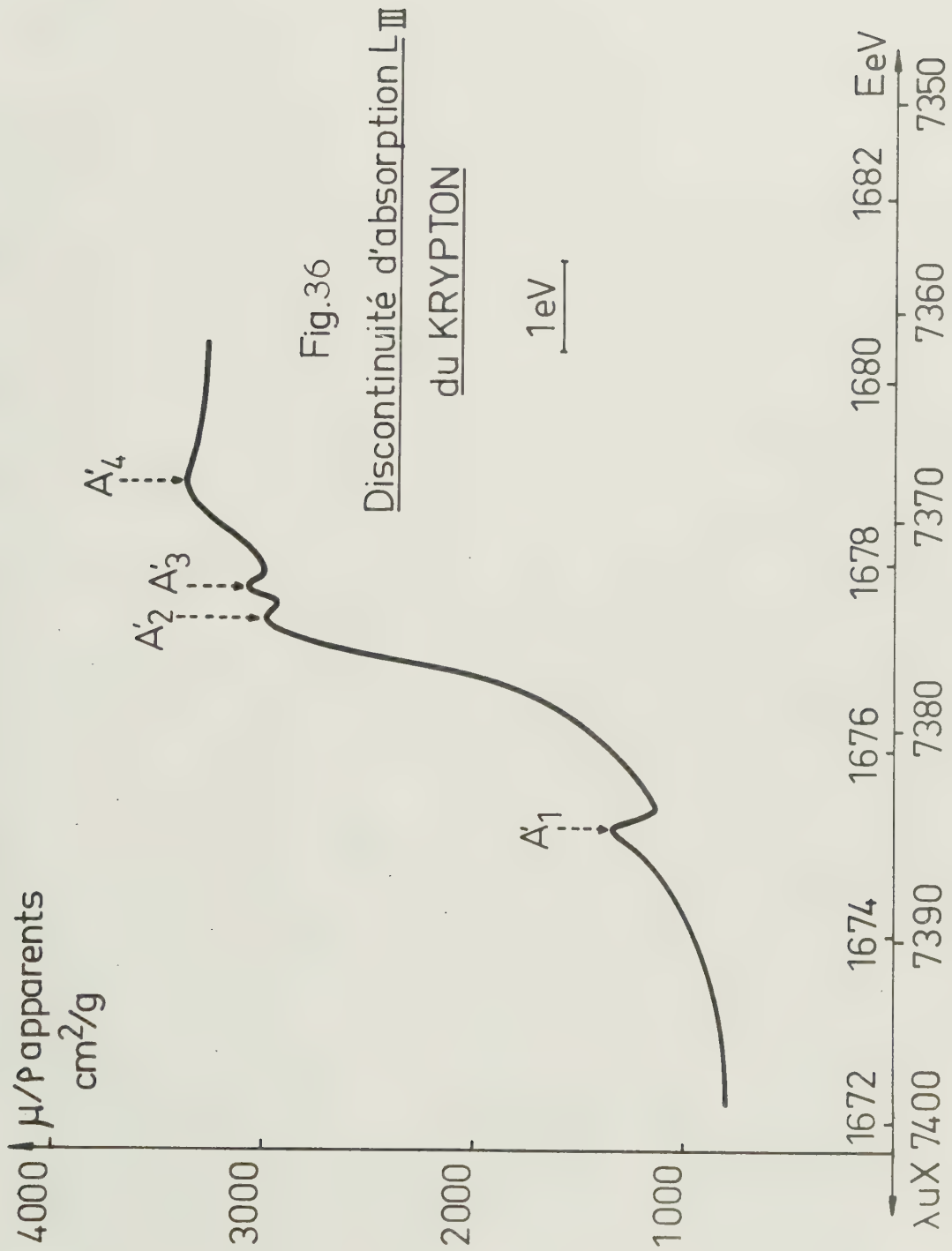


TABLEAU XIX - Résultats obtenus pour le krypton

Raie	L _{II}			L _{III}		
	λ uX	E eV	Transitions proposées	E eV	λ uX	Raie
Disconti- nuité						
A ₁	7163 $\pm$ 0,5	1727,0 $\pm$ 0,2	$2p^6 1S_0 \rightarrow 2p^5 5s 1P_1$	1674,9 $\pm$ 0,1	7386 $\pm$ 0,4	A ₁
A ₂	7160,5 $\pm$ 0,4	1727,6 $\pm$ 0,1	$2p^6 1S_0 \rightarrow 2p^5 4d 1P_1$	1675,1 $\pm$ 0,1	7384,8 $\pm$ 0,3	A ₂
A ₃	7150,9 $\pm$ 0,3	1729,9 $\pm$ 0,1	$2p^6 1S_0 \rightarrow 2p^5 6s 1P_1$	1677,4 $\pm$ 0,1	7374,8 $\pm$ 0,3	A ₃
A ₄	7149,5 $\pm$ 0,3	1730,2 $\pm$ 0,1	$2p^6 1S_0 \rightarrow 2p^5 5d 1P_1$	1677,7 $\pm$ 0,1	7373,3 $\pm$ 0,4	A ₃
	7145,1 $\pm$ 0,5	1731,3 $\pm$ 0,2		1678,9 $\pm$ 0,2	7368,3 $\pm$ 0,5	A ₄

TABLEAU XX - Ecart en eV entre les maximums.

Raie	Dif. en eV	Raie	Dif. en eV	ΔE pour Rb	Niveaux du Rb
A ₁	$2,3 \pm 0,2$	A ₁	$2,3 \pm 0,2$	2,39	5s
A ₂	$0,3 \pm 0,15$	A ₂	$0,3 \pm 0,15$	0,10	4d
A ₃	$1,1 \pm 0,3$	A ₃	$1,2 \pm 0,3$	0,68	6s
A ₄		A ₄			5d

Comme pour le néon, nous n'observons pas de démultiplication des niveaux extérieurs, étant donné les faibles différences d'énergie en jeu par rapport à la résolution expérimentale.

longueurs d'onde et les énergies correspondantes pour chaque maximum, noté respectivement $A_1 - A_2 - A_3 - A_4$ pour L_{II} et $A'_1 - A'_2 - A'_3 - A'_4$ pour L_{III} , ainsi que les transitions proposées pour leur interprétation.

Le Tableau XX donne les écarts en eV entre les positions des maximums, comparativement aux niveaux excités du rubidium.

L'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales est satisfaisant pour l'écart entre les deux premières raies, moins bon pour les suivantes, comme on pouvait s'y attendre, étant donné le recouvrement des raies. La position du quatrième maximum semble en particulier assez nettement décalée.

Par contre, l'écart entre chaque couple de raies donne, pour la différence d'énergie entre les niveaux L_{II} et L_{III} , des valeurs extrêmement concordantes qui sont respectivement : $52,5 \pm 0,2 - 52,5 \pm 0,2 - 52,5 \pm 0,2$ et $52,4 \pm 0,3$ eV. La valeur que l'on peut calculer par la formule de SOMMERFELD avec une constante d'écran de $3,50^{(110)}$ est de 52,3 eV, en très bon accord avec nos résultats.

La forme générale de la discontinuité L_{III} est en accord avec celle donnée par BARINSKII⁽¹⁰⁰⁾ qui ne séparait cependant pas les maximums 2 et 3. Les position et intensité de la première raie en particulier sont très comparables.

La courbe pour la discontinuité L_{II} n'avait pas encore été obtenue, à notre connaissance.

BROGREN⁽⁹⁸⁾ avait déterminé les positions des discontinuités et certaines des raies de résonance. Ces valeurs sont données dans le tableau XXI ainsi que les interprétations qu'il proposait.

Il avait utilisé pour ses mesures un cristal de gypse dont la dispersion était insuffisante pour lui permettre de mettre en évidence les raies que nous avons notées A_1 et A'_1 , et de dédoubler les raies $A_2 - A_3$ et $A'_2 - A'_3$.

Notons que, dans notre étude avec un cristal de gypse, nous avons obtenu des résultats voisins de ceux de BROGREN.

TABLEAU XXI

Résultats de BROGREN

	L_{II} λ uX	L_{III} λ uX	Interprétation proposée
Discontinuité	7153,4	7376,7	
Max 1	7149,7	7372,6	$2p^6 \rightarrow 2p^5 5s$
Max 2		7363,5	$2p^6 \rightarrow 2p^5 4d$ 6s

Niveaux d'énergie

Les valeurs obtenues par CAUCHOIS⁽⁵⁴⁾ pour les énergies des niveaux L_{II} et L_{III} sont respectivement 1726 et 1675 eV. Elle les avait déterminées à partir des mesures de la discontinuité d'absorption K par BROGREN et des raies d'émission $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ par elle-même et HULUBEI⁽¹¹¹⁾. Pour ces valeurs, le zéro des énergies correspond au niveau 5p. Si nous voulons comparer nos résultats à ces valeurs, nous devons ajouter aux énergies des transitions $2p^6 \rightarrow 2p^5 5s$ la différence d'énergie entre les niveaux 5s et 5p, qui est de 1,55 eV pour le rubidium. Nos résultats donnent donc 1729,1 et 1676,6 eV, valeurs sensiblement plus élevées que celles citées plus haut, mais en meilleur accord cependant que les résultats de BROGREN.

A partir de l'énergie des transitions $2p^6 \rightarrow 2p^5 5s$, nous avons déterminé les valeurs des potentiels d'ionisation L_{II} et L_{III} du krypton. Nous avons obtenu :

$$E_{L_{II}} = 1731,8 \pm 0,1 \text{ eV}$$

$$E_{L_{III}} = 1679,3 \pm 0,1 \text{ eV}$$

KRAUSE⁽¹⁰⁸⁾ a mesuré les énergies de liaison des électrons L_{II} et L_{III} à l'aide d'un spectromètre β . Il a obtenu les résultats suivants :

$$E_{L_{II}} = 1726,9 \pm 0,6 \text{ eV}$$

$$E_{L_{III}} = 1674,5 \pm 0,6 \text{ eV}$$

Ces valeurs sont sensiblement plus faibles que nos mesures et on peut se demander si les énergies mesurées dans ce cas se trouvent bien rapportées au même zéro que les nôtres. Par contre il y a accord pour la différence entre les deux niveaux L_{II} et L_{III} qu'il trouve égale à $52,4 \pm 0,5 \text{ eV}$.

Largeur des niveaux

La largeur de la raie A_1 est difficile à déterminer avec précision. Nous avons donc utilisé la raie A_2 , bien qu'elle soit située dans la chute d'absorption. On peut évaluer approximativement sa demi-largeur à mi-hauteur à 0,68 eV, soit pour la largeur observée : $L_{obs.} = 1,36 \text{ eV}$. L'élargissement instrumental calculé est de 0,39 eV, donnant pour la largeur corrigée du niveau

$$L_{II} : L_{corrigée}^{II} \sim 1,3 \pm 0,1 \text{ eV}$$

La largeur de la raie A'_1 est plus facile à déterminer. Nous avons trouvé : $L_{obs.} = 1,23 \text{ eV}$, ce qui, compte tenu de l'élargissement instrumental de 0,36 eV, fournit la valeur pour le niveau L_{III} :

$$L_{corrigée}^{III} \sim 1,2 \pm 0,1 \text{ eV}$$

Les erreurs indiquées sont les erreurs quadratiques moyennes calculées à partir de nos mesures et n'incluent pas l'erreur possible due au recouvrement des raies.

La raie A'_2 aurait fourni pour L_{III} une valeur de 1,3 eV, égale à celle de A_2 .

Nos résultats donnent donc une même valeur pour les niveaux L_{II} et L_{III} , égale approximativement à $1,2 \pm 0,1$ eV.

La largeur du niveau L_{III} non corrigée déterminée par BARINSKII est de 1,2 eV, valeur en accord relativement satisfaisant avec la nôtre. La valeur calculée par la formule empirique de MEISEL et NEFED W est 1,94 eV. Rappelons que BROGREN avait trouvé pour ces deux niveaux une valeur de 1,80 eV ; mais l'analyse que nous avons faite de ses résultats peut expliquer cette valeur trop grande. Enfin, PARRATT ⁽¹¹²⁾ a donné pour la largeur du niveau L_{III} la valeur 1,1 eV.

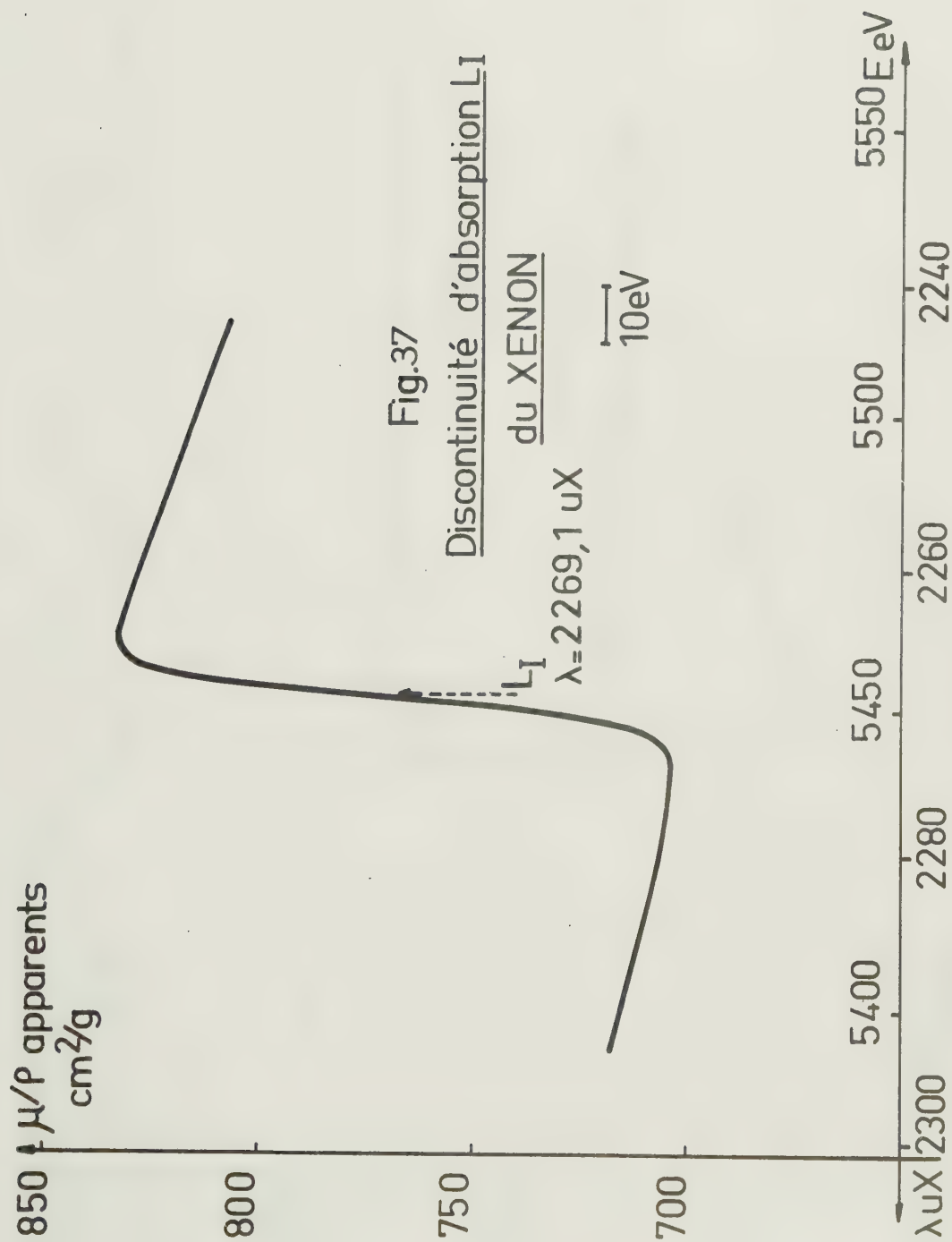
III - DISCONTINUITES DU XENON

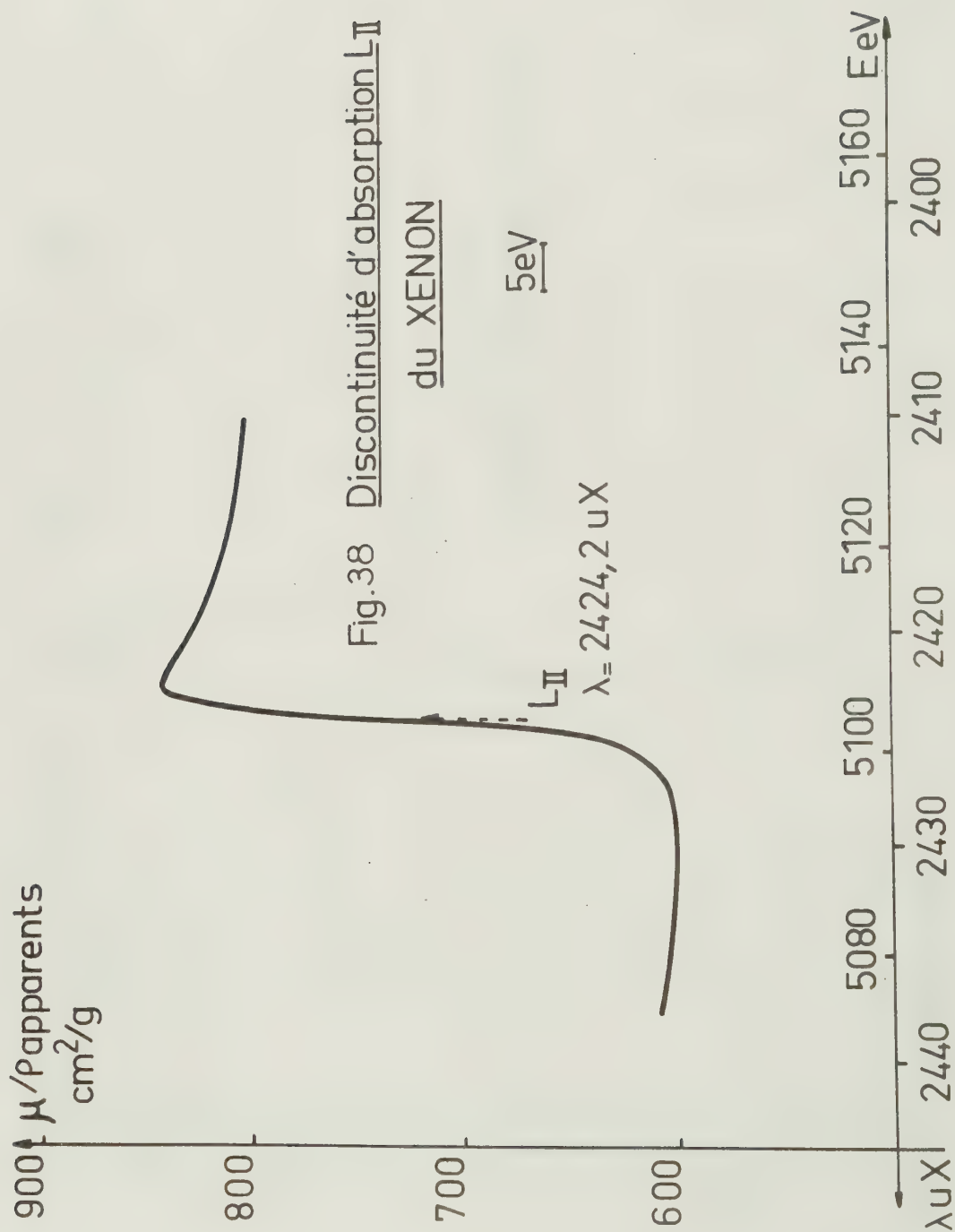
Discontinuités L

Les formes de ces discontinuités sont assez semblables et nous les discuterons simultanément fig. 37 (L_I), 38 (L_{II}) et 39 (L_{III}).

Aucune d'elles ne présente de structure fine. Les largeurs non corrigées des discontinuités (3,04 eV pour L_I - 2,42 eV pour L_{II} - 2,72 eV pour L_{III}) sont supérieures à la séparation des premiers niveaux excités du césium ⁽¹⁰¹⁾ (tableau XXII). De plus, la dispersion en énergie est seulement, dans nos meilleures conditions (cf. Tableau V p. 44) de 21,1 eV/mm, pour L_I ; 16,6 pour L_{II} et 12,9 pour L_{III} .

Nous avons vu également (cf. p.16) que l'intensité des transitions discrètes est plus faible lorsque le niveau final est un niveau plus extérieur.





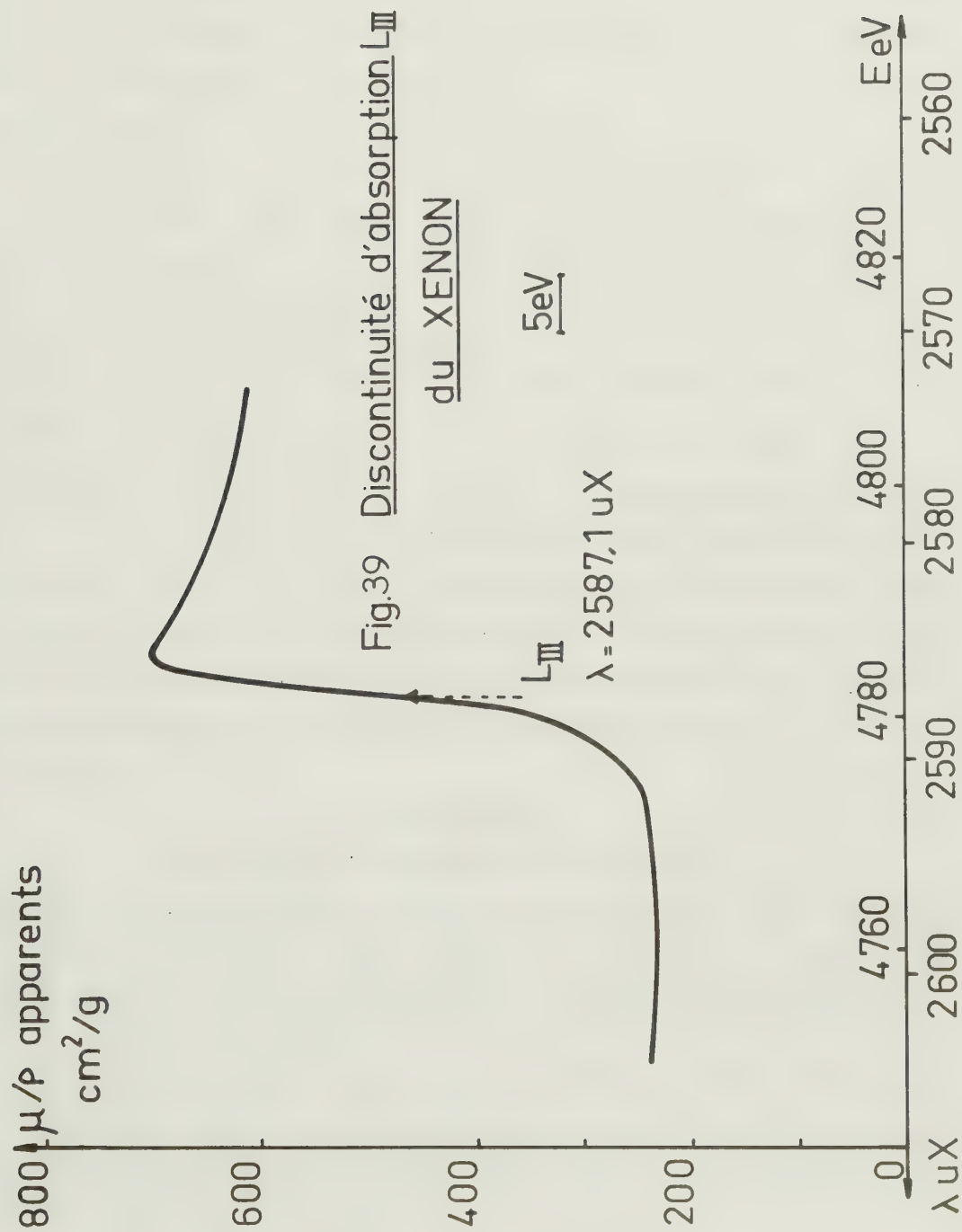


TABLEAU XXII

Niveaux excités du césium en eV

n	Niveaux s	Niveaux p		Niveaux d	
	$^2S_{1/2}$	$^2P_{1/2}$	$^2P_{3/2}$	$^2D_{3/2}$	$^2D_{5/2}$
5				2,10	2,08
6	3,89	2,51	2,44	1,09	1,09
7	1,60	1,20	1,17	0,66	0,66
8	0,88	0,71	0,70		

Tout ceci explique que nous n'ayons pas observé de structure fine, en accord avec les expériences de WATANABE⁽⁸⁵⁾ faites à l'aide d'un spectromètre à deux cristaux. Notons cependant que BROGREN⁽⁹⁸⁾, avec un spectrographe à cristal courbé de plus grand rayon (750 mm), pense avoir séparé deux maximums pour chacune de ces discontinuités. Enfin les résultats de BARINSKII⁽¹⁰⁰⁾ laissent deviner la présence d'un léger renflement au début de la montée de la courbe.

Le tableau XXIII présente nos résultats, comparativement aux mesures antérieures.

TABLEAU XXIII

Longueurs d'onde des discontinuités L du xénon

Discontinuité	L ' a u t e u r		(86)	(98)	(114)	(113)
	λ uX	E_{eV}	NORELAND uX	BROGREN uX	HANAWALT uX	LEPAPE uX
L _I	2269,2 $\pm$ 0,2	5451,7 $\pm$ 0,4	2270,8 $\pm$ 0,4	2269,0	2269,1	2272,4
L _{II}	2424,2 $\pm$ 0,1	5102,9 $\pm$ 0,2	2424,2 $\pm$ 0,2	2424,3	2424,1	2425,3
L _{III}	2587,1 $\pm$ 0,1	4781,6 $\pm$ 0,2	2587,0 $\pm$ 0,1	2587,3	2587,2	2587,5

On constate que toutes les mesures sont en excellent accord pour L_{II} et L_{III} , à l'exception des mesures plus anciennes de LEPAPE. Pour L_I , notre valeur est en très bon accord avec celles de BROGREN et HANAWALT ; la valeur donnée par NORELAND est nettement plus élevée que la nôtre, alors que celle de LEPAPE semble à rejeter.

Les valeurs des niveaux X proposées par CAUCHOIS⁽⁵⁴⁾ pour L_I et L_{III} sont les mesures de BROGREN. La valeur proposée pour L_{II} , déduite de la mesure de BROGREN pour L_{III} et des résultats obtenus par CAUCHOIS et HULUBEI⁽¹¹⁵⁾ pour les raies d'émission $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ est 5100 eV. On peut considérer qu'elle est en accord satisfaisant avec notre résultat, compte tenu des erreurs expérimentales en jeu.

Largeurs des niveaux

Les élargissements instrumentaux que nous avons calculés pour L_I , L_{II} et L_{III} sont respectivement : 2,81 eV, 2,05 eV et 1,46 eV. Les largeurs corrigées sont données tableau XXIV, comparativement aux valeurs obtenues par WATANABE, BARINSKII, BROGREN, et calculée par la formule de MEISEL et NEFEDOW. Comme pour le krypton, l'erreur indiquée représente l'erreur quadratique moyenne obtenue à partir de nos résultats.

TABLEAU XXIV
Largeurs des niveaux L du xénon en eV

Niveau	l'auteur	WATANABE (cor.)	BROGREN	BARINSKII (non cor.)	MEISEL et NEFEDOW
L_I	$1,15 \pm 0,15$	$1,1 \pm 0,3$	1,0		
L_{II}	$1,3 \pm 0,1$	$2 \pm 0,7$	1,3		
L_{III}	$2,3 \pm 0,1$	$2 \pm 0,7$	1,8	2,6	2,9

On constate un accord assez satisfaisant entre les trois valeurs pour L_I . Pour L_{II} les différents résultats sont encore compatibles. Pour L_{III} , la dispersion des mesures est grande. Notre valeur et celle de BARINSKII semblent présenter le meilleur accord.

Discontinuités M

Nous n'avons pas mis en évidence de discontinuités aux positions calculées pour M_I et M_{II} par interpolation des valeurs de niveaux de CAUCHOIS⁽⁵⁴⁾. Nous avons seulement constaté une légère inflexion de la courbe (cf. chapitre III, p. 118) à la position prévue pour M_{II} . Ceci est dû aux valeurs probablement très faibles des sauts d'absorption, relativement au contraste du détecteur. De plus, la bande $L\alpha$ du zinc, dont la position coïncide à peu près avec celle de M_{II} , est émise par le tube à rayons X avec une intensité assez élevée et vient perturber les mesures.

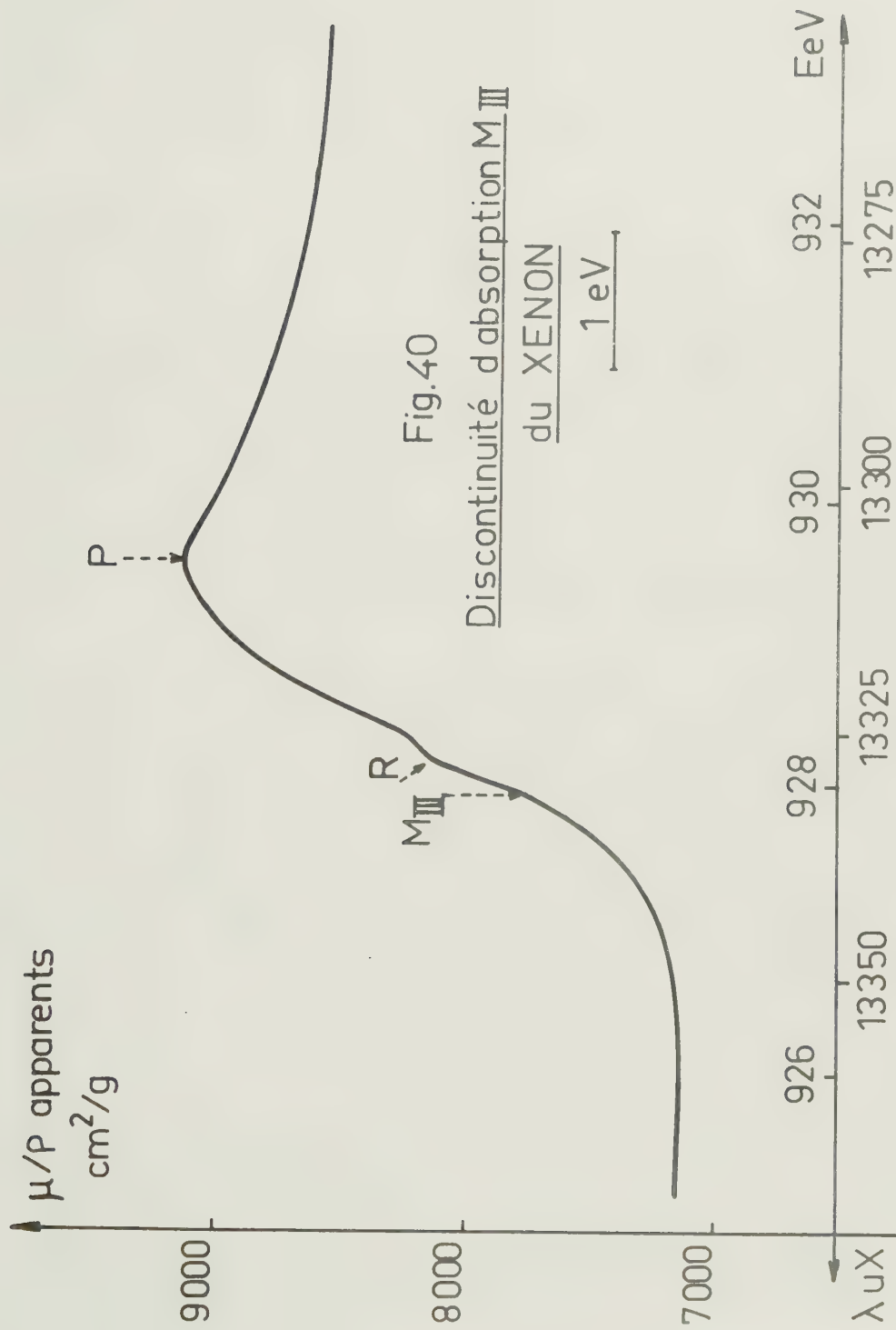
Malgré la présence de la bande $L\alpha$ du cuivre émise par le tube et qui gêne considérablement les mesures, nous avons pu observer la discontinuité M_{III} .

DISCONTINUITÉ M_{III}

La figure 40 donne sa forme.

La chute d'absorption est complexe. Elle a pu être résolue sur les enregistrements en deux chutes distinctes. La longueur d'onde de la discontinuité notée M_{III} sur la figure, est de $13331 \pm 1 \text{ uX}$, soit $927,9 \pm 0,1 \text{ eV}$.

On peut admettre que la structure notée R, située dans la chute d'absorption approximativement à $13327 \pm 1 \text{ uX}$, correspondrait à la seule raie de résonance qu'il est possible d'observer, compte tenu des conditions expérimentales



et de l'intensité probablement plus faible des autres raies. Avec cette hypothèse, nous avons obtenu pour la largeur du niveau M_{III} une valeur de 0,7 eV. Elle est bien comprise entre nos valeurs pour les niveaux L et les résultats pour les niveaux N (0,1 eV pour N_V - 0,18 eV pour N_{IV} ; 0,52 eV pour N_{III}) de LUKIRSKII et al⁽¹¹⁶⁾.

Le maximum prononcé et fortement étalé noté P ne peut s'interpréter uniquement par des transitions vers des états discrets, étant donné son intensité relative et son "étalement" sur près de 5 eV. Ce maximum, déjà signalé p.120 (cf. fig. 30) est situé à $13307,5 \pm 1$ uX ($929,5 \pm 0,1$ eV), c'est à dire à 1,6 eV de la discontinuité d'absorption. Il doit rendre compte, pour une grande part, de transitions vers les états du continuum. En effet, la courbe théorique calculée par COMBET FARNOUX⁽⁸⁴⁾ met en évidence un maximum pour la contribution de la couche 3p à la section efficace de photoionisation, situé à 1,3 - 1,4 eV du seuil d'ionisation M_{III} .

Il nous est difficile de déterminer le seuil d'ionisation à partir de notre courbe expérimentale. On peut cependant affirmer que la distance entre le seuil d'ionisation et le maximum P sera inférieure à la distance théorique.

Le décalage en énergie que l'on observe sur la fig. 30 entre les courbes théorique et expérimentale est dû au fait que la valeur théorique du seuil d'ionisation (923 eV) est inférieure d'environ une dizaine d'eV à la valeur expérimentale probable.

Notons enfin que les sections efficaces théoriques sont plus élevées en moyenne de 10%, que les valeurs expérimentales.

En comparant ces résultats avec ceux obtenus pour les discontinuités d'absorption L_{II} et L_{III} du krypton, on pourrait se demander si l'étalement vers les grandes énergies des maximums A_4 et A'_4 (cf. fig. 35 et 36) ne pourrait pas être dû, pour une part, à des maximums analogues dans la contribution à la sec-

tion efficace de photoionisation de transitions des électrons 2p vers les états du continuum. Mais nous ne disposons actuellement d'aucun calcul pour confirmer cette hypothèse.

Le Tableau XXV résume l'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre.

TABLEAU XXV

gaz	Discontinuité	λ de la discontinuité uX	nb. de raies de résonance	Potentiel d'ionisation eV	Largeur du niveau eV
<u>Néon</u>	K	14272,5	4	870,15	0,7
<u>Krypton</u>	L _I	6439	0	1731,8	1,2
	L _{II}	7163	4		
	L _{III}	7386	4		
<u>Xénon</u>	L _I	2269,2	0	1679,3	1,15
	L _{II}	2424,2	0		1,3
	L _{III}	2587,1	0		2,3
	M _{III}	13331	1		0,7

CHAPITRE V

PROCESSUS MULTIPLES D'ABSORPTION

L'analyse continue des courbes d'absorption nous a permis de mettre en évidence des structures attribuables à des processus doubles d'excitation et d'ionisation, c'est-à-dire mettant en jeu deux électrons. Suivant que l'état final de l'un et l'autre électrons est un état lié de l'atome ou un état libre du continuum, on observera soit des excitations doubles se traduisant par l'existence de raies de résonance, soit des excitation-ionisation ou des ionisations doubles se traduisant par l'existence d'un continuum de photoionisation adjacent aux raies de résonance.

De tels phénomènes avaient tout d'abord été mis en évidence dans les spectres d'absorption ultra-violet des alcalino-terreux. Un certain nombre de raies attribuables à l'excitation simultanée des deux électrons de la couche externe ont été observés dans le baryum par GARTON et CODLING⁽¹¹⁷⁾, le calcium par DITCHBURN et HUDSON⁽¹¹⁸⁾ et le strontium par HUDSON et YOUNG⁽¹¹⁹⁾.

Les spectres d'absorption des gaz rares dans différents domaines de longueurs d'onde ont ensuite révélé l'existence de telles transitions, soit pour un électron interne et un électron externe dans l'argon (BONNELLE et nous-même⁽¹²⁰⁾ SCHNOPPER⁽¹⁶⁹⁾), soit pour deux électrons externes dans l'hélium (MADDEN et CODLING⁽¹²¹⁾) le néon (CODLING, MADDEN et EDERER⁽⁵⁸⁾) l'argon (CODLING, MADDEN et EDERER⁽¹²²⁾), le krypton et le xénon (MADDEN et CODLING⁽¹²³⁾).

D'autres phénomènes permettent de conclure à l'existence d'excitations ou d'ionisations multiples. Ainsi la théorie des émissions satellites explique de façon satisfaisante les intensités observées en faisant appel à la production "simultanée" de deux lacunes en couche profonde⁽¹²⁴⁾.

L'étude de la distribution en énergie des électrons diffusés par les gaz rares⁽¹²⁵⁾ a d'autre part permis la mise en évidence, dans les spectres, de maximums qui pouvaient être interprétés par l'existence d'états d'excitation dans lesquels deux électrons se trouvaient transférés vers des niveaux optiques.

L'étude du spectre de charge des ions résultant de l'ionisation des gaz rares, soit par impact électronique (FIQUET-FAYARD et al.⁽¹²⁶⁾), soit à l'aide d'émissions X (KRAUSE, CARLSON et al.⁽¹²⁷⁾⁻⁽¹³¹⁾) a révélé une abondance d'ions multiplement chargés que l'effet Auger ne permet pas d'expliquer à lui seul. Là encore ces deux groupes de chercheurs ont expliqué leurs résultats expérimentaux par l'existence d'ionisations multiples "simultanées" en couches interne et externe.

Plusieurs effets peuvent permettre d'interpréter un processus d'excitation ou d'ionisation multiple : la relaxation du cortège qui suit l'ionisation primaire, les collisions intra-atomiques, les effets de corrélation des électrons.

Comme nous l'avons rappelé chapitre IV, après ionisation ou excitation d'un électron d'une couche interne (que nous appellerons électron primaire), par absorption d'un photon par exemple, l'effet d'écran subi par les autres électrons de l'atome est diminué. L'ensemble du cortège se resserre autour du noyau : cette "relaxation" se produit dans un temps très inférieur à la durée de vie du niveau excité. Si elle est suffisamment brutale, c'est à dire si l'énergie du photon incident est assez élevée pour communiquer au photoélectron une vitesse lui permettant de quitter l'atome dans un temps très bref, elle peut provoquer l'excitation ou l'ionisation de un ou plusieurs autres électrons par un processus appelé effet "shake-off". La théorie de cet effet, élaborée par LEVINGER⁽¹³²⁾ dans le cadre de l'approximation "soudaine" pour rendre compte des processus de réarrangement du cortège à la suite d'une radio-activité β^+ ou β^- , a été appliquée aux gaz rares par KRAUSE et CARLSON. Elle leur a permis d'interpréter de façon satisfaisante les résultats observés lorsque l'énergie du photoélectron primaire est

suffisamment élevée (au moins égale au double de l'énergie de liaison de l'électron du "shake-off").

Pour des énergies du photoélectron proches du potentiel d'ionisation ou lorsque les électrons excités ou ionisés appartiennent tous deux aux couches extérieures de l'atome, cette théorie ne rend pas compte des phénomènes observés. On pourrait alors envisager la possibilité d'une collision de l'électron primaire avec les électrons des autres couches, ou encore des effets de corrélation électronique. La théorie de ces effets de corrélation a permis à BYRON et JOACHAIN⁽¹³³⁾ de rendre compte de façon satisfaisante des états d'excitation double de l'hélium.

Nos expériences nous ont permis de mettre en évidence des effets d'excitation et d'ionisation doubles à la suite de l'ionisation primaire en couche interne dans le néon et l'argon (couche K) et dans le krypton (couche L_{III}), le 2ème électron étant un électron d'une couche plus extérieure. Elles n'ont rien révélé dans le cas du xénon (couche L_{III}) : la largeur élevée de ce niveau, qui ne permet pas l'observation des raies de résonance dans le cas de l'excitation simple, peut en rendre compte.

Le bilan énergétique de chaque transition a été établi en prenant, pour les énergies de transition du deuxième électron, leurs valeurs dans les atomes alcalins consécutifs (sodium, potassium, rubidium) et en appliquant les règles de sélection valables pour les transitions à deux électrons ($\Delta \ell_I = \pm 1 ; \Delta \ell_2 = 0, \pm 2$)⁽¹³⁴⁾ et dans l'hypothèse d'un couplage L.S ($\Delta L = \pm 1 ; \Delta J = 0, \pm 1$ sauf $0 \rightarrow 0$). Nous avons utilisé à cette fin les valeurs des niveaux optiques données par MOORE, des transitions mesurées par BEUTLER⁽¹³⁵⁾ dans le potassium et le rubidium et des énergies des niveaux obtenus par excitation électronique par FELDMAN et NOVICK⁽¹³⁶⁾.

Par suite de la largeur relativement élevée du niveau profond, de

l'élargissement des raies dû à l'autoionisation⁽¹³⁷⁾ et de leur faible intensité, nous n'avons observé qu'une seule raie de résonance correspondant à chaque série spectrale. Nous n'avons a fortiori pas mis en évidence les démultiplications introduites par le couplage des moments orbitaux et de spin. La largeur de ces raies est effectivement supérieure à celle des raies d'excitation simple. Chacune d'elles est suivie d'un continuum de photoionisation.

RESULTATS POUR LE NEON

La fig. 41 montre la variation du coefficient d'absorption μ/ρ en fonction de l'énergie dans le domaine d'absorption K-L du néon. Le zéro de l'énergie a été choisi au pic P_K de la première raie de résonance P_3 de la structure d'absorption K (867,13 eV). On note la présence d'une raie d'excitation d'intensité assez faible, désignée par $P_{K-L_{II,III}}$: la forme de cette raie n'a pu être déterminée avec précision, étant donné sa faible intensité. Nous avons cependant pu mettre en évidence qu'elle est suivie d'un continuum de photoionisation, en prolongeant vers les grandes énergies la courbe d'ionisation simple.

La raie $P_{K-L_{II,III}}$ est située à $(34,9 \pm 0,1 \text{ eV})$ de la raie d'excitation simple P_K . Elle n'avait, à notre connaissance, jamais été observée. Nous l'attribuons à l'excitation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 2p. Le faible écart entre les niveaux $2P_{1/2}$ et $2P_{3/2}$ (0,1 eV) explique qu'ils ne soient pas résolus.

Le Tableau XXVI donne les configurations possibles pour l'état final de cette transition, ainsi que les écarts ΔE estimés entre les raies P_K et $P_{K-L_{II,III}}$. L'accord justifie l'interprétation proposée, compte tenu des approximations faites.

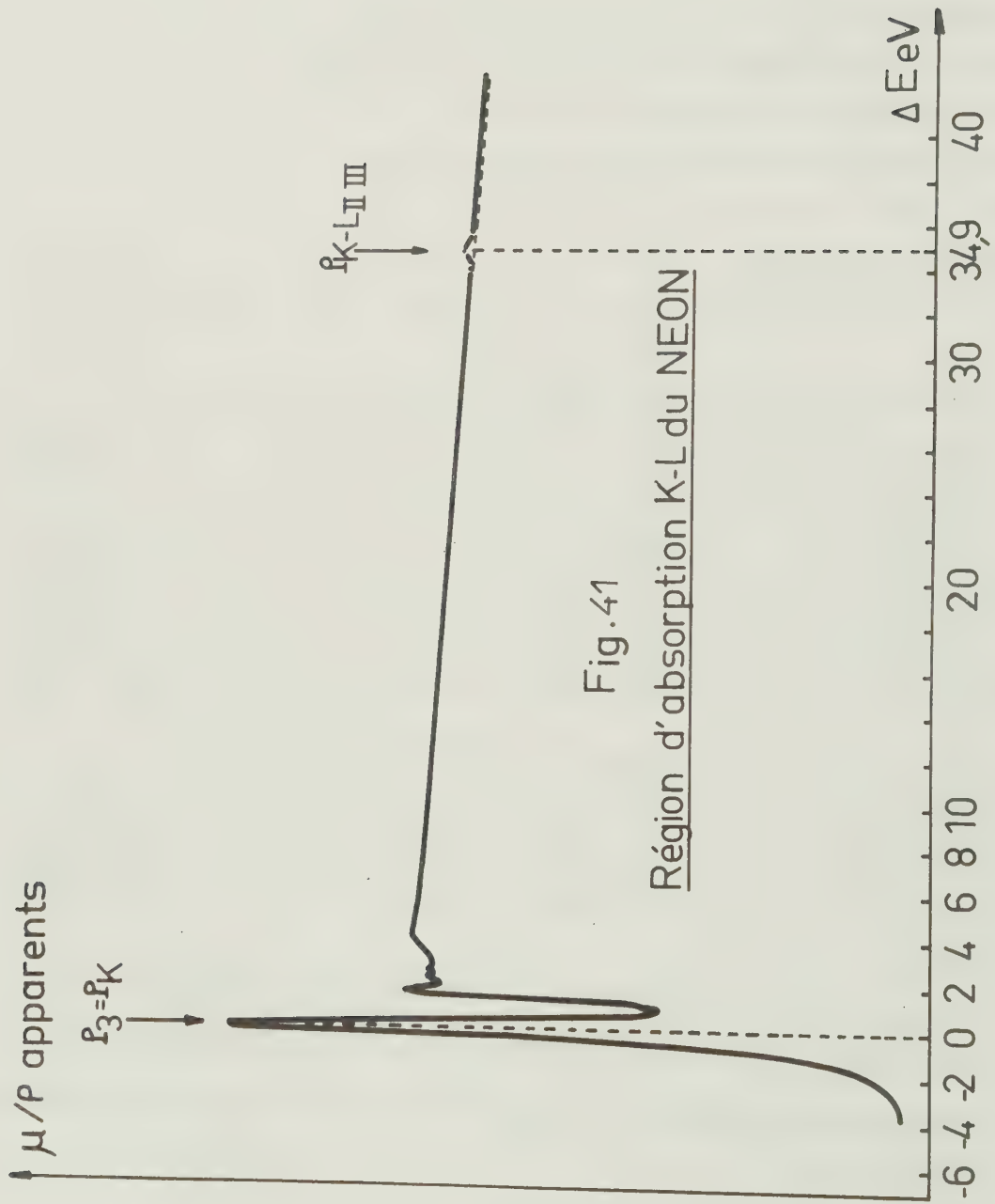


Fig. 41
Région d'absorption K-L du NEON

TABLEAU XXVI

Excitation double 1s2p du néonEtat fondamental : $1s^2 2s^2 2p^6 {}^1S_0$ Configuration correspondant à la raie P_K : $1s2s^2 2p^6 3p {}^1P_1$

Configuration possible pour l'état final	ΔE eV à partir réf. 136	valeur expérimentale
$1s2s^2 2p^5 3p^2 {}^1P_1$	31,8	34,9
$3s^2 {}^1P_1$	27,6	
$3s 3d {}^1P_1$	31,2	
$3d^2 {}^1P_1$	34,8	

KRAUSE, CARLSON et DISMUKES⁽¹³⁸⁾ ont observé dans le spectre d'énergie des photoélectrons du néon, ionisé à l'aide des émissions $MgK\alpha$ et $AlK\alpha$, un pic d'intensité faible qu'ils attribuent à l'ionisation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 2p. Ils ont évalué l'énergie de la transition $2p \rightarrow 3p$ dans un atome de néon ionisé en couche 1s à $(32 \pm 2 \text{ eV})$, valeur en accord satisfaisant avec la nôtre.

CARLSON et KRAUSE^(128 b) ont calculé la probabilité d'éjection d'un électron L par effet "shake-off" pour expliquer l'abondance des ions Ne^{3+} suivant l'ionisation en couche K. La fig. 42 reproduit sa variation en fonction de la vitesse v du photoélectron. On voit que la probabilité d'ionisation double par effet "shake-off" dans l'approximation de la perturbation soudaine diminue très fortement avec l'énergie du photoélectron et tend vers 0 à la limite du seuil d'ionisation.

La probabilité de collision directe entre le photoélectron K et un des électrons de la couche L du même atome est portée comparativement courbe B, fig. 42 d'après les résultats de FEINBERG⁽¹³⁹⁾. Comme on pouvait s'y attendre, cette probabilité, à peu près nulle pour des valeurs élevées de v , augmente quand celle-ci diminue. Il semblerait donc qu'au voisinage du seuil d'ionisation un processus de collision directe rende compte, pour une grande part, des phénomènes observés. Mais des calculs tenant compte de manière aussi complète que possible des effets de corrélation électronique seraient nécessaires pour confirmer ou infirmer cette interprétation.

Nous n'avons pas réussi à mettre en évidence l'excitation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 2s. La probabilité d'une telle transition doit être nettement plus faible que dans le cas d'un électron 1s et d'un électron 2p, étant donné que le nombre des électrons 2s est plus réduit et que leur énergie de liaison est plus élevée. La raie observée ayant été difficile à mettre en évidence, il est logique que nous n'ayons pas observé l'effet pour un électron 2s.

RESULTATS POUR L'ARGON

Les mesures effectuées pour l'argon (fig. 43) ont permis de mettre en évidence l'existence de deux raies de résonance attribuables à l'excitation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 3p d'une part (raie $P_{K-M_{II,III}}$) et d'un électron 1s et d'un électron 3s d'autre part (raie P_{K-M_I}). Le faible écart entre les niveaux $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$ (0,2 eV) explique qu'ils ne soient pas résolus. Un continuum de photoionisation a été observé du côté des grandes énergies de la première raie. Ces résultats ont été obtenus dès 1963⁽¹²⁰⁾ et déjà exposés dans notre thèse de Troisième Cycle⁽¹⁾.

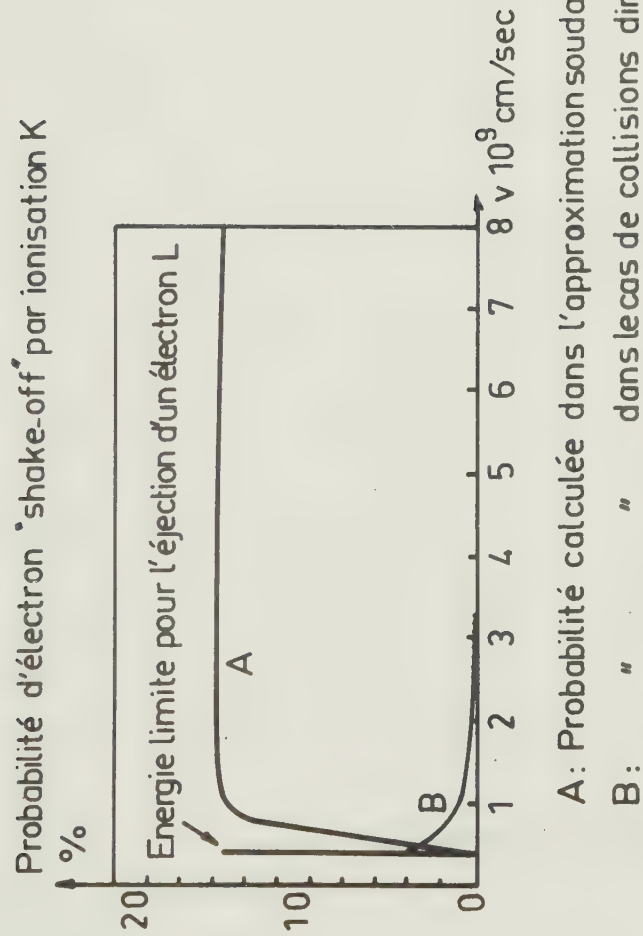


Fig.42 Probabilité d'éjection d'un électron L par ionisation K
(extrait de la Réf. 148)

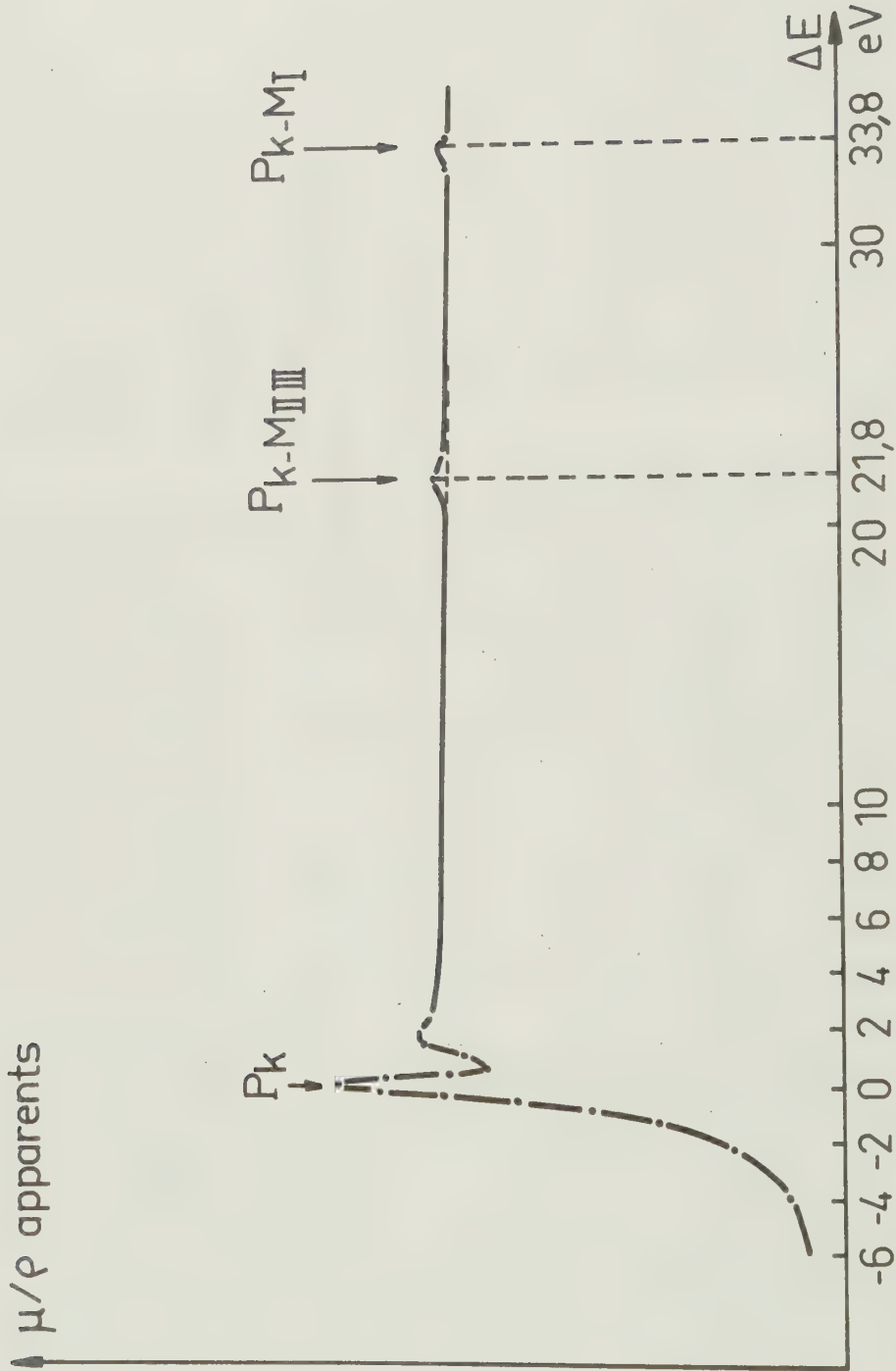


Fig.43 Région d'absorption K.M de l'argon

Nous donnons tableau XXVII les configurations proposées pour les états finaux correspondant à ces raies et les écarts ΔE en énergie par rapport à la configuration liée à l'excitation simple $1s \rightarrow 4p$ (P_K).

TABEAU XXVII

Excitations doubles $1s3p$ et $1s3s$ de l'argon

Etat fondamental : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 1S_0$

Configuration de l'état final de la transition

d'excitation simple P_K : $1s 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4p 1P_1$

Raie	Configuration possible	ΔE_{eV}		exp.
		à part.136	(135)	
$P_{K-M_{II,III}}$	$1s 2s^2 2p^6 3s^2 3p^5 4p^2 1P_1$	18,8	20,3	21,8
	$4s^2 1P_1$	15,6	17,1	
	$4s 3d 1P_1$	18,3	19,8	
	$3d^2 1P_1$	21,0	22,5	
P_{K-M_I}	$1s 2s^2 2p^6 3s 3p^6 4s 4p 1P_1$	33,2	34,7	33,8
	$4s 3d 1P_1$			

L'accord excellent avec nos valeurs justifie les interprétations proposées.

Simultanément à nos mesures, SCHNOPPER⁽⁶⁹⁾ avait observé le pic $P_{K-M_{II,III}}$ à environ 22 eV du pic P_K . Le pic P_{K-M_I} n'avait, à notre connaissance, encore jamais été mis en évidence.

CARLSON et KRAUSE⁽¹³⁸⁾, à partir de l'analyse de l'énergie des photoélectrons ionisés dans l'argon à l'aide de la raie d'émission $TiK\alpha$, ont ob-

servé un pic d'intensité relativement faible qu'ils attribuent à l'ionisation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 3p. Ils ont évalué l'énergie de la transition $3p \rightarrow 4p$ dans un atome d'argon ionisé en couche 1s à $(22 \pm 3 \text{ eV})$, valeur en excellent accord avec la nôtre.

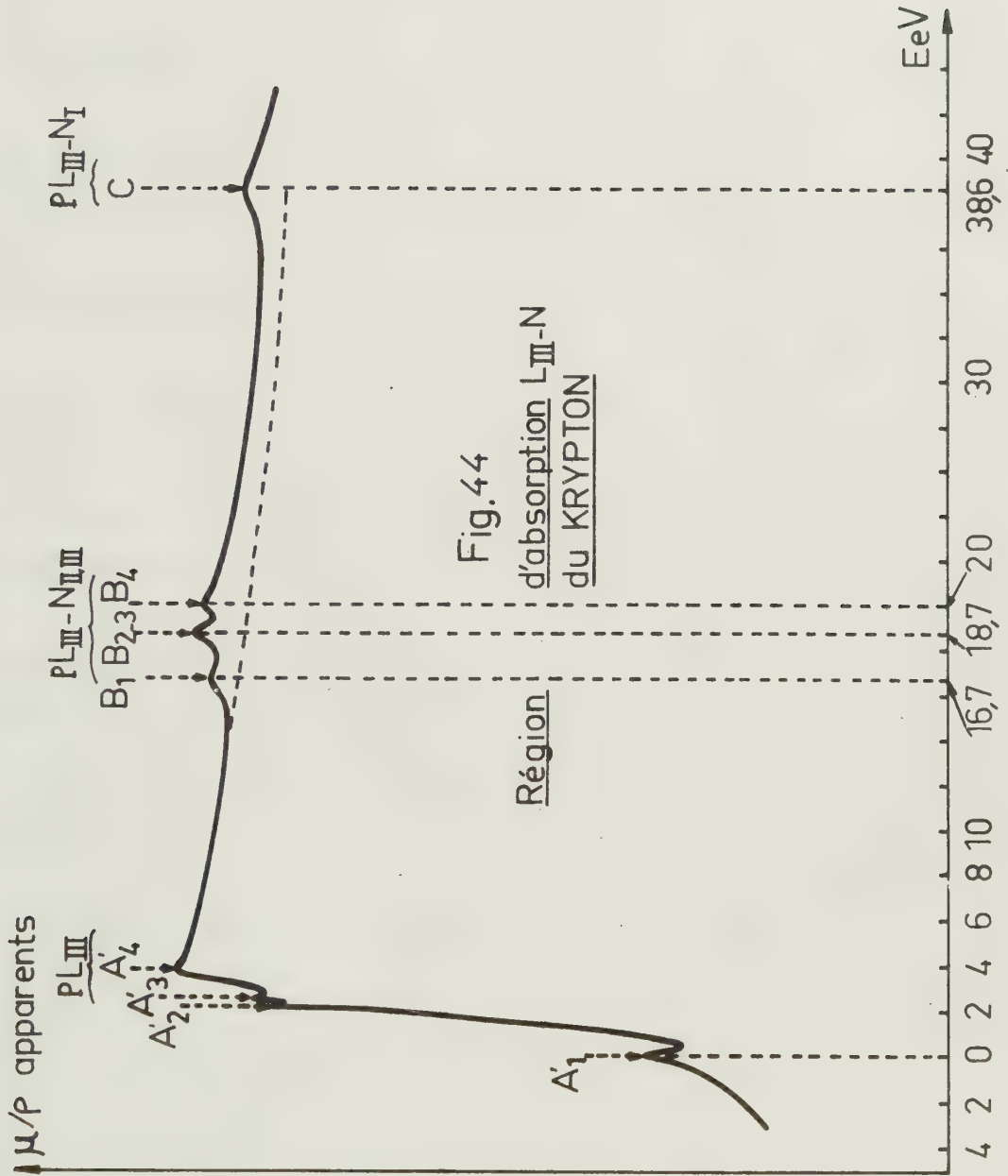
L'intensité beaucoup plus faible des transitions faisant intervenir un électron 3s s'explique exactement comme dans le cas du néon, de même que l'échec de la recherche des excitations simultanées d'un électron de la couche K et d'un électron de la couche L.

RESULTATS POUR LE KRYPTON

La fig. 44 montre les résultats obtenus à la suite de l'ionisation ou de l'excitation primaire dans la couche L_{III} du krypton⁽¹⁰⁹⁾. Le zéro des énergies a été choisi à la première raie d'excitation simple $2p \rightarrow 5s$ notée A'_1 (cf. chapitre IV).

On note la présence de 4 raies de résonance distinctes de la structure fine de la discontinuité d'absorption L_{III} . Les 3 raies notées B_1 , B_{2-3} , B_4 correspondent à l'excitation simultanée d'un électron 2p et d'un électron 4p. L'analogie entre elles et le groupe de raies d'excitation simple A' permet de penser que les transitions de l'électron $2p_{3/2}$ sont les mêmes dans les deux groupes (les raies B_2 et B_3 ne sont pas résolues) et correspondent donc à l'excitation de cet électron vers les niveaux 5s pour les raies A'_1 et B_1 , 4d et 6s pour les raies $A'_2 - A'_3$ et B'_{2-3} et 5d pour les raies A'_4 et B_4 . Le faible écart entre les niveaux $4p_{1/2}$ et $4p_{3/2}$ ne permet pas leur résolution.

Elles sont suivies d'un continuum de photoionisation très net (écart d'environ 4 % entre la courbe expérimentale et le prolongement de la courbe



obtenue pour les longueurs d'onde supérieures).

La raie notée C correspond à l'excitation simultanée d'un électron $2p_{3/2}$ et d'un électron $4s$. Son intensité est très faible et sa forme n'a pu être déterminée avec précision. On peut penser, par analogie avec le groupe de raies B, que c'est un multiplet, mais elle n'a pu cependant être résolue.

Le tableau XXVIII donne les configurations que nous proposons pour les états finaux des transitions correspondantes, ainsi que les écarts ΔE entre elles et la configuration de l'état final de la transition simple $2p \rightarrow 5s$. L'accord apparaît comme excellent pour les trois premières raies, un peu moins bon pour la quatrième, comparativement aux valeurs expérimentales.

L'intensité comparée du groupe de raies B et de la raie C s'explique, comme dans le cas du néon et de l'argon, par une probabilité de choc de l'électron $2p$ avec un électron $4p$ plus élevée qu'avec un électron $4s$ (compte tenu également du nombre plus grand d'électrons $4p$). La recherche d'excitations doubles faisant intervenir un électron $3d$ n'a pas abouti pour une raison analogue.

Des difficultés expérimentales n'ont pas permis de mettre en évidence de telles structures au voisinage de la discontinuité L_{II} : en effet, le doublet $K\alpha_{12}$ du silicium est émis avec une grande intensité par le tube à rayons X et son énergie coïncide avec celle que l'on peut prévoir pour des transitions de ce type faisant intervenir un électron $2p_{1/2}$.

Nous avons résumé dans le tableau XXIX les résultats présentés dans ce chapitre.

TABLEAU XXVIII

Excitations doubles 2p4p et 2p4s du krypton

Etat fondamental : $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 1S_0$ Configuration de l'état final de la transition d'excitation de référence A'_1 : $1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s 1P_1$

Raie	Configuration possible	ΔE_{eV}		ΔE_{eV} exp.
		à partir (136)	(135)	
B_1	$1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^5 5s 5p 1P_1$	15	16,4	16,7
	$5s 4f 1P_1$	16,7	17,1	
B_2	$4d 5p 1P_1$	17,4	18,8	18,7
	$4d 4f 1P_1$	19,1	20,5	
	$6s 5p 1P_1$	17,5	18,9	
	$6s 4f 1P_1$	19,2	20,6	
B_3	$5d 5p 1P_1$	18,2	19,6	20,0
	$5d 4f 1P_1$	19,9	21,3	
C	$1s^2 2s^2 2p^5 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s 4p^6 5s^2 1P_1$	27,4	29,0	38,6
	$5s 4d 1P_1$	29,8	31,4	
	$5p^2 1P_1$	30,6	32,0	
	$4f 5p 1P_1$	32,3	33,7	
	$4d^2 1P_1$	32,2	33,6	
	$6s^2 1P_1$	32,4	33,8	
	$6s 4d 1P_1$	32,3	33,7	
	$5d 5s 1P_1$	30,6	32,0	
	$5d^2 1P_1$	33,8	35,2	

TABLEAU XXIXRésumé des processus doubles d'absorption mis en évidence

	Electron primaire	Electron secondaire	Nombre de raies de résonance	Existence d'un continuum de photoionisation
<u>Néon</u>	1s	2p	1	oui
<u>Argon</u>	1s	3p	1	oui
	1s	3s	1	
<u>Krypton</u>	2p _{3/2}	4p	3	oui
	2p _{3/2}	4s	1	

CONCLUSION

Ce travail est le premier exemple d'analyse continue de spectres d'absorption X par spectroscopie cristalline sous vide dans un large domaine d'énergie. Nous avons analysé les spectres d'absorption du néon, de l'argon, du krypton et du xénon entre 2 et 15 Å (8000-800 eV). Notre étude a été limitée vers les grandes longueurs d'onde par suite des difficultés expérimentales rencontrées avec le montage dont nous disposons actuellement.

Nos mesures ont tout d'abord porté sur la détermination de la variation du coefficient massique d'absorption en fonction de la longueur d'onde. Ses valeurs ont été calculées à partir des courbes de transmission continue de chaque gaz, toutes les 50 uÅ. Pour chaque point plusieurs dizaines de mesures ont permis d'obtenir une bonne précision statistique. Nous avons mesuré, pour la première fois pour certains d'entre eux, les sauts d'absorption K du néon et de l'argon, L_I - L_{II} - L_{III} du krypton et du xénon et M_{III} du xénon. Nous avons pu déterminer pour chaque branche des courbes d'absorption, une expression empirique permettant le calcul du coefficient d'absorption pour n'importe quelle longueur d'onde avec une précision supérieure à 5 %.

Nous avons mis en évidence au voisinage de la discontinuité d'absorption M_{III} du xénon, mais distinct de celle-ci, un maximum assez net de la section efficace de photoionisation qu'un modèle hydrogénoïde de l'atome ne permettait pas de prévoir. Ce résultat est à rapprocher de ceux déjà observés, dans un domaine d'énergie plus faible, pour les sections efficaces d'un certain nombre de couches plus extérieures dans les atomes lourds, dans le xénon (couche 4d) et dans l'argon (couche 3p). Des calculs effectués par COMBET FARNOUX à l'aide du potentiel central de HERMAN et SKILMAN, ont permis de l'attribuer à la présence

d'un maximum pour les transitions des électrons de la couche $3p$ vers les états du continuum.

Nous avons utilisé par contre le modèle hydrogénoïde de l'atome pour calculer les sections efficaces d'absorption photoélectrique du néon et de l'argon à l'aide de la théorie de STOBBER. Les résultats obtenus sont relativement inférieurs aux valeurs expérimentales. Les écarts observés sont explicables par le fait que cette méthode surestime l'effet d'écran.

Les coefficients d'absorption pour ces gaz n'étaient connus que pour quelques longueurs d'onde isolées. Pour le néon et l'argon ces valeurs se sont révélées en accord satisfaisant avec nos propres résultats, à une exception près ; pour le xénon il existe une petite divergence entre certaines d'entre elles et les nôtres. Pour le krypton, aucune mesure n'avait encore été effectuée jusqu'à l'année dernière où quatre valeurs ont été déterminées, qui sont en bon accord avec nos propres résultats.

Nous avons comparé nos valeurs expérimentales à celles que l'on peut obtenir à l'aide de différentes méthodes semi-empiriques. De cette comparaison, nous avons pu conclure qu'une seule méthode donnait des résultats compatibles avec l'ensemble des expériences réalisées ici : la méthode de LEROUX, qui permet de prévoir les valeurs du coefficient d'absorption avec une erreur inférieure à 10 %, excepté pour la branche M du krypton.

Nous avons pu déterminer les forces d'oscillateur des couches K du néon et de l'argon, L du krypton, L et M du xénon à partir de nos courbes expérimentales. Les valeurs trouvées pour les couches K sont en très bon accord avec les estimations théoriques que nous avons effectuées à l'aide des méthodes de HONL et de BEARDEN et WHEELER. A partir de résultats obtenus pour des énergies inférieures à 800 eV, de nos propres mesures et des valeurs calculées pour les forces d'oscillateur discrètes, nous avons vérifié l'exactitude de la règle de

sommation dans le cas du néon. Pour les autres gaz, il n'existe pas de calcul complet de la contribution des transitions discrètes à la force d'oscillateur totale de l'atome. A l'aide de la règle de sommation, nous avons pu en donner une estimation approchée.

Nous avons aussi porté notre attention sur les discontinuités d'absorption présentes dans notre domaine d'étude et nous avons pu déterminer un certain nombre de leurs caractéristiques : position de la discontinuité, largeur des niveaux internes, raies de résonance, énergie d'ionisation en couche interne.

L'étude de la discontinuité K du néon a ainsi montré l'existence de quatre raies de résonance dues au transfert de l'électron interne vers les niveaux d'excitation à caractère p. La valeur obtenue pour l'énergie d'ionisation de l'atome en couche K est en accord remarquable avec le résultat du calcul effectué à partir du potentiel d'ionisation de la couche 2p et de la longueur d'onde du doublet $K\alpha_{12}$ non résolu.

Pour les discontinuités L_{II} et L_{III} du krypton, qui ont toutes deux la même forme, la structure fine est composée de quatre raies de résonance attribuables au transfert des électrons 2p vers des niveaux d'excitation à caractère s et d. La différence d'énergie que nous avons mesurée entre les deux niveaux est en très bon accord avec la valeur de la séparation de structure fine calculée par la théorie de SOMMERFELD. La mesure de l'énergie du niveau L_I a fourni une valeur en accord très satisfaisant avec des déterminations effectuées par d'autres méthodes. Les résultats obtenus pour ces trois discontinuités, en accord avec les autres méthodes de mesure, diffèrent sensiblement d'autres mesures effectuées sur les spectres d'absorption il y a plus de 20 ans. Mais nos conditions expérimentales sont plus favorables à leur observation.

Les résultats obtenus dans l'étude des discontinuités L du xénon, aussi bien en ce qui concerne les énergies des niveaux que la forme des discontinuités et leur largeur, confirment les valeurs admises jusqu'à présent.

La discontinuité M_{III} du xénon a été mise en évidence pour la première fois. Malgré des conditions expérimentales difficiles, nous avons pu déterminer sa forme et mesurer sa position et sa largeur.

Enfin, nous avons systématiquement recherché l'existence, dans les spectres d'absorption étudiés, de phénomènes pouvant être attribués à des effets d'excitation ou d'ionisation doubles simultanées. Pour la première fois pour des électrons internes, nous avons observé de tels phénomènes dans le néon, l'argon et le krypton. Nous avons ainsi mis en évidence dans le néon une raie de résonance correspondant à l'excitation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 2p, dans l'argon deux raies correspondant à l'excitation simultanée d'un électron 1s et d'un électron 3p d'une part, d'un électron 1s et d'un électron 3s d'autre part ; dans le krypton quatre raies dues à l'excitation simultanée d'un électron $2p_{3/2}$ et d'un électron 4p d'une part, d'un électron $2p_{3/2}$ et d'un électron 4s d'autre part. Toutes ces raies sont suivies d'un continuum d'ionisation-excitation ou de photo-ionisation double, se superposant à l'ionisation simple de l'électron de la couche la plus interne. Nous suggérons que ces phénomènes peuvent être interprétés, au moins en partie, par la théorie des collisions électroniques à basse énergie.

Les résultats obtenus par une telle analyse continue montre l'intérêt qu'il y aurait à multiplier de telles études en les étendant, entre autres, aux gaz moléculaires.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) F. WUILLEUMIER - Thèse de Doctorat 3ème Cycle, Paris (1964)
- (2) Y. CAUCHOIS - Absorption des rayons X C.D.U. (1962)
- (3) H.A. BETHE et E.E. SALPETER - Quantum Mechanics of one and two electrons atoms - Berlin, p.248 et séq. (1957)
- (4) T. KOOPMANS - Physica, 1, 104 (1933)
- (5) M. STOBBE - Ann. Physik, 7, 661 (1930)
- (6) H. HALL - Rev. Mod. Phys. 8, 358 (1936)
- (7) J. HARRIMAN - Phys. Rev. 101, 594 (1956)
- (8) F. HERMAN et S. SKILMAN - Atomic Structure Calculations - New Jersey (1963)
- (9a) J.W. COOPER - Phys. Rev. 128, 681 (1962)
- (9b) S.T. MANSON et J.W. COOPER - Phys. Rev. 165, 126 (1968)
- (10) F. COMBET FARNOUX et Y. HENO - C.R.Acad.Sc. 264, 138 (1967)
- (11) F. COMBET FARNOUX - C.R.Acad.Sc. 264, 1728 (1967); J.Physique (ss pres-se)
- (12) M.N. LEWIS - N.B.S. Report N° 2437 (1953)
- (13) J.C. SLATER - Phys. Rev. 36, 57 (1930)
- (14) W.E.DUNCANSON et C.A.GOULSON - Proc.R.Soc.(Edimb.)62,37 (1944)
- (15) P. JAEGLER et G. MISSONI - C.R.Acad.Sc. 262 B, 71 (1966)
- A.P. LUKIRSKII et T.M. ZIMKINA - Izv. Akad. Nauk S.S.S.R. Ser Fiz 27, 817 (1963)
- D.L. EDERER - Phys. Rev. Letters 13, 760 (1964)
- (16) E.J. Mc GUIRRE - Phys. Rev. 175, 20 (1968)
- (17) G.W. GRODSTEIN - Circular NBS N° 583 (1957)
- (18) R.T. Mc GINNIES - Suppl. à Circular NBS N° 583 (1957)
- (19) U. FANO et J.W. COOPER - Rev. Mod. Phys. 40, 441 (1968)
- (20) A.M. COMPTON - Bull. Nat. Res. Council. 4, n° 20 (1922)
- H.A. KRAMERS - Nature 113, 673 (1924) ; 114, 310 (1924)
- A. EINSTEIN - Z. Physik, 18, 121 (1917)

- P.A.M. DIRAC - Proc. Roy. Soc. A 114, 243 et 710 (1927)
- (21) W. THOMAS - Naturwiss. 13, 627 (1925)
- (22) F. REICHE et W. THOMAS - Z. Physik, 34, 510 (1925)
- (23) W. KUHN - Z. Physik, 33, 408 (1925)
- (24) H.A. BETHE - Handbuch der Physik - 2nd. XXIV - I (1933)
- (25) H. HÖNL - Z. Physik, 84, 1 (1933)
- (26) J.A. BEARDEN et J.A. WHEELER - Phys. Rev. 46, 755 (1934)
- (27) Y. SUGIURA - J. Phys. Rad. 8, 113 (1927)
- (28) D.R. HARTREE et al. - Proc. Roy. Soc. A 139, 311 (1933) - A 141, 282 (1934) - A 143, 506 (1934)
- (29) E. JÖNSSON - Thèse de Doctorat - Uppsala (1928)
- (30) J.A. VICTOREEN - J. Appl. Phys. 13, 95 (1943) - 20, 1141 (1949)
- (31) S.J.M. ALLEN - Phys. Rev. 24, 1 (1924) - 27, 266 (1926) - 28, 907 (1926) et dans
A.H. COMPTON et S.K. ALLISON - X-Rays in theory and Experiment, New York (1935)
- (32) B.L. HENKE, R.W. HITE et B. LUNDBERG - J. Appl. Phys. 28, 98 (1957)
- (33) B.L. HENKE, R.L. ELGIN, R.E. LENP et R.B. LEDINGHAM - Philips Norelco
Report, (Déc. 1967)
- (34) J. LEROUX - Adv. in X-ray Analysis, V, 153 (1961)
- (35) K.F.J. HEINRICH - Electron Microprobe, p. 296 et séq. (1966)
- (36) H.H. JOHANN - Z. Physik, 69, 185 (1931)
- (37) Y. CAUCHOIS, C. BONNELLE et coll. (à paraître)
- (38) G. BROGREN - Arkiv. for mat. astr. o fysik, 36, n° 3 (1948)
- (39) G. BROGREN et LE HAEGGLOM - Ark f. Fys. 2, n° 1 (1950)
- (40) M. SIEGBAHN - Spektroskopie der Röntgenstrahlen - Berlin (1931)
- (41) C. SENEMAUD - 2ème Thèse de 3ème Cycle, Paris (1964)
- (42) E. BELIN - 2ème Thèse de 3ème Cycle, Paris (1967)
- (43) L.G. PARRATT - Phys. Rev. 50, 1 (1936)

- (44) C. HAGUE - Diplôme d'Etudes Supérieures, Paris (1965)
- (45) B.G. GOKHALE - Ann. Phys. 7, 852 (1952)
- (46) C. BONNELLE - Thèse de Doctorat d'Etat, Paris (1964)
- (47) F. WUILLEUMIER - J. Phys. Rad., 26, 776 (1965)
- (48) G. SENEMAUD - Thèse de 3ème Cycle, Paris (1967)
- (49) A. SANDSTRÖM - Nova Acta Reg. Soc. Scient. Upsaliensis (4) 9, n° 11 (1935)
- (50) Y. CAUCHOIS et C. BONNELLE - C. R. Acad. Sc. 245, 1230 (1957)
L.G. PARRATT, C.F. HEMPSTEAD et E.L. JOSSEM - Phys. Rev. 105, 1228 (1957)
- (51) Handbook of Chemistry and Physics - Cleveland (1967)
- (52) P. HAGLUND - Ark Mat. Astr. Fys. 28 A, n° 8 (1941)
- (53) Y. CAUCHOIS et H. HULUBEI - Tables des longueurs d'onde des émissions X et des discontinuités d'absorption, Paris (1947)
- (54) Y. CAUCHOIS - J. Phys. Radium, 16, 253 (1955) - J. Phys. Rad. 13, 113 (1952)
- (55) W.W. COLWERT - Phys. Rev. 36, 1619 (1930)
- (56) B. WOERNLE - Ann. Physik, 5, 475 (1930)
- (57) A.J. BEARDEN - J. Appl. Phys. 37, 1681 (1966)
- (58) K. CODLING, R.P. MADDEN et D.L. EDERER - Phys. Rev., 155, 26 (1967)
- (59) J.A.R. SAMSON - Atomic and Molecular Physics - Vol 2, Londres (1966)
- (60) J.A.R. SAMSON - J. Opt. Soc. Am. 55, 935 (1965)
- (61) D.H. TOMBOULIAN et D.L. EDERER - Phys. Rev. 133 A, 1525 (1964)
- (62) J.W. COOPER - Phys. Rev. 128, 681 (1962)
- (63) A.G. SPENCER - Phys. Rev. 38, 1932 (1931)
- (64) A.J. BEARDEN - Bull. Am. Phys. Soc., 4, 66 (1959)
- (65) A.P. LUKIRSKII et T.M. ZIMKINA - Bull. Ac. Sc. URSS Phys. Soc. 27, 808 (1963)
- (66) F. WUILLEUMIER - C. R. Acad. Sc. 257, 855 (1963)
- (67) J. DURUP et R.L. PLATZMAN - Disc. of the Faraday Soc. 31, 156 (1961)
- (68) T. WATANABE - Phys. Rev. 139, A 1747 (1965)
- (69) H.W. SCHNOPPER - Phys. Rev. 131, 2558 (1963)

- (70) R.E. HUFFMAN, Y. TANAKA et J.E. LARRABEE - J. Chem. Phys. 39, 902 (1963)
- (71) G.R. COOK et P.M. METZGER - Communication privée à (59)
- (72) N.WAINFAN, W.C. WALKER et G.L. WEISSLER - Phys. Rev. 99, 542 (1955)
- (73) A. LEE et G.L. WEISSLER - J. Opt. Soc. Am. 42, 214 (1952)
- (74) O.P. RUSTGI - J. Opt. Soc. Am. 54, 464 (1964)
- (75) J.A.R. SAMSON - J. Opt. Soc. Am. 54, 420 (1964)
- (76) F. WUILLEUMIER - International Symposium X-Ray Spectra and electronic structure of the Substance, Kiev (1968)
- (77) J.A.R. SAMSON - Phys. Letters, 8, 107 (1964)
- (78) D.L. EDERER et D.H. TOMBOULIAN - Communication privée à (59)
- (79) A.P. LUKIRSKII, Y.A. BRYTOV et T.M. ZIMKINA - Opt. Sp. 17, 234 (1964)
- (80) T.N. WHITE - Phys. Rev. 46, 865 (1934)
- (81) R. GABLESKE et M. MÖRING - Z. angew. Phys. 21, 246 (1966)
- (82) A.P. LUKIRSKII, Y.A. BRYTOV et S.A. GRIBOVSKII - Opt. Sp. 20, 203 (1966)
- (83) R. DESLATTES - Phys. Rev. Let. 20, 483 (1968)
- (84) F. WUILLEUMIER et F. COMBET FARNOUX - C. R. Acad. Sc (à paraître)
- (85) K. WATANABE - Phys. Rev. 137, A 1380 (1965)
- (86) E. NORELAND - Ark f. Fysik, 37, 368 (1968)
- (87) B. NORDFORS - Ark. F. Fysik, 20, 25 (1961)
- (88) J.A.R. SAMSON - J. Opt. Soc. Am. 54, 842 (1964)
- (89) O.P. RUSTGI, E.I. FISHER et C.M. FULLER - J. Opt. Soc. Am. 54, 745 (1964)
- (90) D.L. EDERER - Phys. Rev. Let. 13, 760 (1964)
- (91) L.G. PARRAT - Phys. Rev. 56, 295 (1939)
- (92) W. KOSSEL - Z. Physik, 1, 119 (1920)
- (93) V. WEISKOPF et E. WIGNER - Z. Physik, 63, 54 (1930)
- (94) F.K. RICHTMYER, S.W. BARNES et E. RAMBERG - Phys. Rev. 46, 843 (1934)
- (95) E.G. NADZHAKOV et R.L. BARINSKII - Doklady Acad. Nauk, SSSR, 129, 1279 (1959)

- (96) D. COSTER et J.H. VAN DER TUUK - Z. Physik, 37, 367 (1926)
- (97) A.E. LINDB et A. NILSSON - Ark. F. Mat. Astr. & Fys. 31, n° 11 (1944)
- (98) G. BROGREN - Nova Acta Reg. Soc. Upsaliensis, 14, n° 4 (1948)
- (99) J. BACKOVSKY - Czechosl. Journ. Phys. 4, 150 (1954)
- (100) R.L. BARINSKII - Bull. Acad. Sc. USSR Phys. Ser. 25, 958 (1961)
- (101) C. MOORE - Atomic Energy Levels - Circular NBS N° 467 (1949)
- (102) J. RACAH - Phys. Rev. 61, 537 (1942)
- (103) H.R. MOORE et F.C. CHALKLIN - Proc. Phys. Soc. (London) 68A, 717 (1955)
- (104) P.S. BAGUS - Phys. Rev. 139A, 619 (1965)
- (105) R.J. LIEFELD - Appl. Phys. Lett. 7, 276 (1965)
- (106) A. MEISEL et W. NEFEDOW - Ann. Physik, 7, 48 (1961)
- (107) H.R. MOORE - Proc. Phys. Soc. London, 70A, 466 (1957)
- (108) M.O. KRAUSE - Phys. Rev. 140A, 1845 (1965)
- (109) F. WUILLEUMIER - C.R. Acad. Sc. 263, 450 (1966)
- (110) A. FAHLMAN, O. HORNFELDT et C. NORDLING - Arkiv. Fysik, 23, 75 (1952)
- (111) Y. CAUCHOIS et H. HULUBEI - C. R. Acad. Sc., 196, 1590 (1933)
- (112) L.G. PARRATT - Rev. Mod. Phys. 31, 616 (1959)
- (113) A. LEPAPE et A. DAUVILLIER - C.R. Acad. Sc. 177, 34 (1923)
- (114) J.D. HANAWALT - Phys. Rev. 37, 715 (1931)
- (115) Y. CAUCHOIS et H. HULUBEI - C. R. Acad. Sc. 197, 644 (1933)
- (116) A.P. LUKIRSKII, T.M. ZIMKINA et I.A. BRYTOV - Bull. Acad. Sc. USSR Phys. Ser, 28, 681 (1965)
- (117) W.R.S. GARTON et K.D. CODLING - Proc. Phys. Soc. 75A, 87 (1960)
- (118) R.W. DITCHEBURN et R.D. HUDSON - Proc. Roy. Soc. 256A, 53 (1960)
- (119) R.D. HUDSON et P.A. YOUNG - Sci. Rept. Space Tech. Lab. Rept. N° 9803-6004-RJ000 (1963)
- (120) C. BONNELLE et F. WUILLEUMIER - C. R. Acad. Sc. 256, 5106 (1963)
- (121) R.P. MADDEN et K. CODLING - Phys. Rev. Lett. 10, 516 (1963)
- R.P. MADDEN et K. CODLING - Astrophys. J. 141, 364 (1965)

- (122) K. CODLING, R.P. MADDEN et D.L. EDERER - Phys. Rev. 177, 136 (1969)
- (123) R.P. MADDEN et K. CODLING - J. Opt. Soc. Am. 54, 268 (1964)
K. CODLING et R.P. MADDEN - Appl. Opt. 4, 1431 (1965)
- (124) C. BONNELLE et C. SENEMAUD - C. R. Acad. Sc. 268, 65 (1969)
- (125) C.E. KUYATT, J. AROL SIMPSON et S.R. MIELCZAREK - Phys. Rev. 138A, 285 (1965)
J. AROL SIMPSON, S.R. MIELCZAREK et J. COOPER - J. Opt. Soc. Am. 54, 269 (1964)
S.M. SILVERMAN et E.N. LASSETTRE - J. Chem. Phys. 40, 1265 (1964)
R.M. St JOHN et C.C. LIN - J. Chem. Phys. 41, 195 (1964)
M.J. VAN DER WIEL, F.J. DE HEER et G. WIEBES - Phys. Lett. 24A, 423 (1967)
- (126) F. FIQUET-FAYARD - J. Chim. Phys. 59, 439 (1962)
J.P. ZIESEL - J. Chim. Phys. 62, 328 (1965)
F. FIQUET-FAYARD et M. LAMMANI - J. Chim. Phys. 59, 1050 (1962)
- (127) T.A. CARLSON - Phys. Rev. 156, 142 (1967)
- (128 a) M.O. KRAUSE, M.L. VESTAL, W.H. JOHNSTON et T.A. CARLSON - Phys. Rev. 133 A, 385 (1964)
- (128 b) T.A. CARLSON et M.O. KRAUSE - Phys. Rev. 140 A, 1057 (1965)
- (128 c) T.A. CARLSON et M.O. KRAUSE - Phys. Rev. Lett. 14 A, 543 (1965)
- (129) T.A. CARLSON et M.O. KRAUSE - Phys. Rev. 137 A, 1655 (1965)
- (130) M.O. KRAUSE et T.A. CARLSON - Phys. Rev. 158, 18 (1967)
- (131) T.A. CARLSON, W.E. HUNT et M.O. KRAUSE - Phys. Rev. 151, 41 (1966)
- (132) J.S. LEVINGER - Phys. Rev. 90, 11 (1953)
- (133) F.W. BYRON et C.J. JOACHAIN - Phys. Rev. 164, 1 (1967)
Phys. Lett. 22 A, 616 (1967)
- (134) W. HEISENBERG - Z. Physik, 32, 841 (1925)
- (135) H. BEUTLER et K. GUGGENHEIMER - Z. Phys. 87, 176 (1933) ; 88, 25 (1934)
H. BEUTLER, ibid. 86, 495 (1933) ; 91, 131 (1934)
- (136) P. FELDMAN et R. NOVICK - Phys. Rev. 160, 143 (1967)

- (137) U. FANO et J.W. COOPER - Phys. Rev. 137 A, 1364 (1965)
- (138) M.O. KRAUSE, T.A. CARLSON et R. DISMUKES - Phys. Rev. 170, 37 (1968)
- (139) E.L. FEINBERG - On the Ionization of the Atom due to Beta Decay (Academy of Sciences of the USSR, Moscow - 1964)
- (140) E.E. WAINSCHEIN et K.I. NARBUTT - Izv. Akad. Nauk. SSSR, 1, 71 (1945)
E.E. WAINSCHEIN, K.I. NARBUTT et R.L. BARINSKII - Doklad. Akad. Nauk. S.S.S.R., 77, 1003 (1951) - 78, 39 (1951)

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé

Paris, le 26 Juin 1969.

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

Marc. ZAMANSKY

Vu
et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris
Jean ROCHE

